

СПРАВОЧНИК ПО ТЕОРИИ КОРАБЛЯ

В трех томах

•

*Под редакцией
Я. И. Войткунского*

629.12.001.532(031)

С 74

*Гидромеханика
Сопротивление
движению судов
Судовые движители*

Том первый

3148/1



Ленинград
„Судостроение”
1985

Научные редакторы: д-р техн. наук проф. Я. И. Войткунский,
д-р техн. наук проф. Л. А. Русецкий

Ship Theory Handbook. Ed. by Y. I. Voitkounski. In 3 Volumes. Vol. I. Hydromechanics, Resistance of Ship, Ship Propulsion Devices. Leningrad. «Sudostroenie». 1985. 768 p., ill. ISBN.

The book contains the methods of streamlined bodies calculation with respect of free surface, boundary layer and cavitation influence. Presents the principles of free sea waves theory, data on structure of water flow near the ship's hull, resistance of ship calculation methods. Discussed are different types of propulsion devices and main results of their theory, methods of calculation of ship propellers, variable-pitch propellers, propeller — nozzle systems and so on.

Intended for shipbuilding engineering and research staff and for students of technical colleges.

С74 **Справочник по теории корабля: В трех томах. Том I. Гидромеханика. Сопротивление движению судов. Судовые двигатели/Под ред. Я. И. Войткунского. — Л.: Судостроение, 1985. — 768 с., ил.**

ИСБН

Приведены способы расчета обтекания тел с учетом влияния свободной поверхности, пограничного слоя и кавитации, сведения по теории свободных волн и о морском ветровом волнении, данные о структуре потока вблизи корпуса судна, методы определения его сопротивления. Рассмотрены различные типы двигателей и основные результаты их теории, методики расчета гребного винта, винтов регулируемого шага, системы винт — насадка, крыльчатых движителей.

Для инженеров-судостроителей, научных работников и студентов кораблестроительных специальностей.

С 3605030000—059 10—85
048 (01)—85

39.42-01

«Справочник по теории корабля» состоит из трех томов, содержащих следующие разделы: том 1 — «Гидромеханика», «Сопротивление движению судов», «Судовые двигатели»; том 2 — «Статика судов», «Качка судов»; том 3 — «Управляемость водоизмещающих судов», «Гидродинамика судов с динамическими принципами поддержания».

Справочник является практическим пособием для инженеров и научных работников, занимающихся гидроаэродинамикой, динамикой, проектированием и эксплуатацией судов; он также может быть использован студентами кораблестроительных специальностей. Ранее изданные справочники по теории корабля (С. Н. Благовещенский. Статика и качка. Л., Судпромгиз, 1950; С. Н. Благовещенский и А. Н. Холодильни. Статика и качка. Л., Судостроение, 1975; Я. И. Войткунский, Р. Я. Першиц и И. А. Титов. Ходкость и управляемость. Л., Судпромгиз, 1960; Я. И. Войткунский, Р. Я. Першиц и И. А. Титов. Судовые двигатели и управляемость. Л., Судостроение, 1975), завоевали широкое признание научно-технической общественности и учащихся вузов. Данный трехтомник охватывает основные разделы вышеперечисленных справочников и помимо традиционных разделов теории корабля включает новый раздел «Гидродинамика судов с динамическими принципами поддержания», обобщенные данные по которому до сих пор отсутствовали.

Значительному изменению подверглось изложение прежних разделов. Это вызвано не только появлением новых эффективных теоретических подходов и методов расчета различных мореходных качеств судов, но и значительной переориентацией выполнения таких расчетов на ЭВМ, что позволило включить многие ранее практически трудно реализуемые методы в инженерную практику. Однако программы сложных расчетов могут быть различными, к тому же при современном быстром прогрессе в области вычислительной техники они часто устаревают еще до выхода книги в свет, поэтому в соответствующих разделах трехтомника содержатся лишь общие сведения о составлении исходной информации. Наряду с широким освещением отечественных достижений в области гидромеханики судна в книгу включены итоги ряда зарубежных разработок, опубликованных в трудах международных конференций и в периодической печати. Ряд материалов Справочника представляет результаты, полученные авторами данного издания. Приводимые в конце каждого раздела указатели литературы содержат в основном наиболее общие или последние по времени публикации. Изложение сведений рассчитано на читателя, знакомого с основами гидромеханики судна. Соответственно назначению книги расчетные формулы большей частью даются в виде окончательного результата. Тем не менее в тексте указываются принципиальные положения и исходные допущения, принятые в основу рекомендуемых методов и формул, а также пределы их применимости. Описана физика рассматриваемых явлений и процессов.

В последние годы значительное внимание за рубежом и в СССР уделялось унификации обозначений в области гидромеханики судна. Такая унификация была разработана международными конференциями опытовых бассейнов (МКОБ). Однако данная система обозначений еще не нашла повсеместного применения в отечественной практике. Учитывая нецелесообразность полного отступления от традиционных систем отечественных обозначений, принятых в гидромеханике и проектировании судов, в Справочнике лишь частично применяется система, близкая к рекомендован-

ной МКОВ; это позволит оценить степень ее эффективности и не будет затруднять использование ранее изданной литературы.

Авторы первого раздела: Я. И. Войткунский (§ 1—7, 10—19, 24—28); А. Н. Иванов (§ 30—32); В. В. Луговский (§ 20—21); А. Н. Смородин (§ 22—23); И. А. Титов (§ 33—40); И. Н. Поляхов и В. Н. Трещевский (§ 29); А. Н. Шебалов (§ 8, 9).

Авторы второго раздела: Я. И. Войткунский (§ 1—3); В. А. Дубровский (§ 28); И. Д. Желтухин (§ 12); Э. П. Лебедев (§ 10); В. Б. Липис (§ 19—21); О. П. Орлов и А. Ф. Пустошный (§ 4—8, 22—24); Е. Ф. Сахно (§ 17—18, 33—35); А. Н. Смородин (§ 13—16, 32); В. М. Штумпф (§ 11, 25—27, 29—31); В. М. Штумпф и Г. И. Каневский (§ 9).

Авторы третьего раздела: Б. А. Бискуп (§ 23—25); Б. А. Бискуп и Александр Алексеевич Русецкий (§ 42—43); И. Ю. Завадовский (Основные обозначения и системы координат, § 2, 3, 18, 40, 41); Н. Ю. Завадовский и В. Г. Мишкевич (§ 7—8); Е. П. Георгиевская (§ 22); А. С. Горшков (§ 26—30); Т. Б. Ибрагимова (§ 38); В. Б. Липис (§ 52—55); В. Г. Мишкевич (§ 5, 6, 9, 11, 12, 17, 34—37); В. Г. Мишкевич и Александр Алексеевич Русецкий (§ 20); О. П. Орлов и А. Ф. Пустошный (§ 13—16); Александр Александрович Русецкий (§ 21); Александр Алексеевич Русецкий (§ 10, 19, 39, 44, 46, 50, 51); В. К. Турбал (§ 31—33, 47, 48); М. Ф. Храмкин (§ 1, 4, 49, 56, 57).

Научными редакторами настоящего тома являются докт. техн. наук проф. Я. И. Войткунский (первый и второй разделы) и докт. техн. наук проф. А. А. Русецкий (третий раздел). Ими разработан план тома, определено основное содержание глав и осуществлено научное наблюдение при подготовке колллективом авторов материалов тома.

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- a — амплитуда волны.
- \vec{B} — вектор количества движения жидкости.
- b — хорда профиля.
- C — постоянная логарифмического закона скорости в турбулентном потоке.
- C_D — коэффициент центра давления крыла.
- C_F — коэффициент сопротивления трения.
- C_i — коэффициент индуктивного сопротивления.
- C_x — коэффициент сопротивления тела или крыла.
- C_y — коэффициент подъемной силы крыла.
- C_V — коэффициент вязкостного сопротивления.
- C_{VP} — коэффициент сопротивления формы (вязкостного сопротивления давления).
- C_W — коэффициент волнового сопротивления.
- c — скорость распространения волн.
- c_3 — скорость звука.
- c_f — местный коэффициент трения.
- c_m — отстояние наибольшего сечения профиля от его передней кромки.
- c_p, c_v — теплоемкость при постоянных давлении и объеме.
- D_ξ — дисперсия волновых ординат.
- e — максимальная толщина профиля.
- e_{ij} — относительная скорость деформации жидкой частицы.
- \vec{F} — вектор напряжения массовых сил.
- F — функция распределения.
- f — форм-параметр пограничного слоя.
- \bar{f} — относительная стрелка прогиба профиля.
- G — функция Грина.
- g — ускорение свободного падения.
- H — глубина воды.
- h — высота волны.
- I — интенсивность вихревой трубки.
- $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ — единичные векторы (орты).
- \vec{J} — вектор момента количества движения жидкости.
- K — качество крыла.
- k — частота формы волны (волновое число).
- k_0 — высота бугорков шероховатости.
- k_{ij} — коэффициент присоединенной массы.
- L — линейный размер тела (длина).
- \vec{L} — вектор момента количества движения тела.
- l — размах крыла.
- l_T — путь турбулентного перемешивания.
- \vec{M} — гидродинамический момент.

M_{ii} — инерционный гидродинамический момент,
 m — момент диполя.
 m_r — момент частотного спектра волнения порядка r .
 m_x, m_y, m_z — коэффициенты моментов крыла.
 n — единичный вектор нормали к поверхности.
 p — гидродинамическое давление.
 p_k — давление в кавитации.
 $\vec{p}_n, \vec{p}_x, \vec{p}_y, \vec{p}_z$ — векторы напряжений внутренних сил.
 Q — интенсивность источника.
 \vec{Q} — вектор количества движения тела.
 \vec{R}_{ii} — инерционная гидродинамическая сила.
 R, R_x, R_y, R_z — гидродинамическая реакция и ее составляющие.
 r, θ, φ — сферические координаты.
 r_T — текущий радиус тела вращения.
 $r^*, z, 0$ — цилиндрические координаты.
 S — поверхность; площадь крыла (в плане).
 S_ξ — энергетический спектр волнения (спектральная плотность).
 s — удельная энергия волн (на единицу площади).
 T, t — характерное время; температура.
 $T_{ик}$ — кинетическая энергия жидкости.
 t_p — шаг решетки.
 U — потенциал массовых сил.
 u — потенциал ускорений.
 u_p — групповая скорость волн.
 V — объем.
 \vec{v}, v_x, v_y, v_z — вектор скорости потока и его составляющие.
 v', v'_x, v'_y, v'_z — пульсационная скорость турбулентного потока и ее составляющие.
 $v_{ср}$ — средняя скорость потока.
 $\psi(z)$ — характеристическая функция плоского потока.
 x, y, z — декартовы координаты.
 x_{ii} — абсцисса перехода от ламинарного к турбулентному пограничному слою.
 $z = x + iy$ — комплексное число.
 α — угол атаки крыла.
 α_0 — угол нулевой подъемной силы профиля.
 α_n — угол волнового склона.
 α_n — постоянная вязкого подслоя.
 α_i — индуктивный угол скоса потока у крыла.
 β — угол скоса свободных вихрей.
 Γ — циркуляция скорости.
 γ — удельный вес; интенсивность вихревого слоя.
 γ_{ii} — коэффициент перемежаемости.
 Δ — оператор Лапласа.
 $\delta, \delta^*, \delta^{**}, \delta^{***}$ — характерные толщины пограничного слоя.
 ϵ_T — степень турбулентности.
 ζ_y — ординаты волн.
 $\theta, \theta^*, \theta^{**}, \theta^{***}$ — характерные площади пограничного слоя.
 θ — угол распространения волн.
 κ — постоянная турбулентности.
 λ — длина волны; относительное удлинение крыла.
 λ_{ii} — присоединенная масса.
 $\lambda, \mu, 0$ — эллиптические координаты.
 μ — динамическая вязкость.
 ν — кинематическая вязкость.
 ρ — плотность жидкости.
 σ — число кавитации.

σ_{ii} — поверхностное натяжение.
 σ_1, σ_2 — плотность простого и двойного слоев.
 τ — период волны.
 τ_{ij} — вязкостное напряжение.
 τ_T — турбулентное напряжение.
 τ_0 — касательное напряжение на стенке.
 Φ, φ — потенциал скорости.
 Ψ, ψ — функция тока.
 $\vec{\omega}, \omega_x, \omega_y, \omega_z$ — вектор угловой скорости и его составляющие.
 ω — частота волн.

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ПО ГИДРОМЕХАНИКЕ

§ 1. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА И ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЖИДКОСТЕЙ

Жидкостью называется физическое тело, которое обладает текучестью, обусловленной легкой подвижностью частиц. Наряду с текучестью жидкости характеризуются сжимаемостью, вязкостью, поверхностным натяжением, электропроводностью и другими свойствами, оказывающими влияние на структуру их течения.

Жидкости можно разделить на *капельные* и *газообразные*. Капельные жидкости, например вода, мало сжимаемы и вследствие значительного межмолекулярного взаимодействия способны образовывать свободную поверхность. Газы, например воздух, благодаря меньшему межмолекулярному взаимодействию сравнительно легко сжимаются, не образуя свободной поверхности. Капельные и газообразные жидкости имеют молекулярную структуру; учет ее влияния на их свойства производится в кинетической теории. В гидроаэромеханике жидкость принято рассматривать как сплошную, легкодеформируемую среду и не учитывать ее молекулярную структуру. Модель жидкости, основанная на представлении о ее сплошности, позволяет считать все физические характеристики, скорости, ускорения и действующие в ней силы непрерывными функциями координат пространства, где течет жидкость.

Основными физическими характеристиками жидкости являются плотность ρ , удельный вес γ , динамическая вязкость μ (коэффициент динамической вязкости), кинематическая вязкость ν (коэффициент кинематической вязкости), поверхностное натяжение σ_{ii} . Размерности этих величин в ранее применявшихся системах единиц приведены в работе [16].

В системе СИ единицей измерения давления p и напряжений в жидкости служит паскаль: $1 \text{ Па} = 1 \text{ Н/м}^2$. При измерении давления обычно используют более крупные единицы — гектопаскаль ($1 \text{ гПа} = 100 \text{ Н/м}^2$) или бар (равен $1 \cdot 10^5 \text{ Па}$). В расчетах и при градуировке аппаратуры использовались для измерения давления атмосферы: техническая атмосфера (ат), равная 1 кгс/см^2 , т. е. $1 \cdot 10^4 \text{ кгс/м}^2$, или $0,981 \text{ бар}$, соответствует в системе СИ давлению $9,81 \cdot 10^4 \text{ Н/м}^2$, т. е. 981 гПа . Давление, равное 1 ат, создается в основании столба пресной воды высотой 10 м или ртутного столба высотой 0,7356 м при $t = 0^\circ\text{C}$;

нормальная, или физическая атмосфера (атм), равная $1,033 \text{ кгс/см}^2$ ($1,013 \times 10^5 \text{ Н/м}^2$, т. е. 1013 гПа или $1,013 \text{ бар}$), соответствует давлению в основании ртутного столба высотой 760 мм при $t = 0^\circ\text{C}$ и плотности ртути $\rho = 13,595 \text{ г/см}^3$.

Удельный вес жидкости связан с ее плотностью соотношением

$$\gamma = \rho g, \quad (1.1)$$

где $g = 9,81 \text{ м/с}^2$ — ускорение свободного падения.

В однородных жидкостях ρ определяется как отношение массы жидкости к ее объему. Плотность капельных жидкостей мало зависит от давления p в жидкости,

Таблица 1.1. Зависимости плотности пресной воды и давления ее насыщенного пара от температуры

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$p_{\text{н}}, \text{Па}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$p_{\text{н}}, \text{Па}$
0	999,9	0,61	25	997,1	3,16
5	1000,0	0,87	30	995,7	4,23
10	999,7	1,23	40	992,3	7,37
15	999,1	1,70	50	988,1	12,3
20	998,2	2,33	60	983,2	19,9
			70	977,8	31,1

Таблица 1.2. Зависимости плотности и кинематической вязкости воздуха от температуры при $p = 1$ ат

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{г/см}^3$	$\nu, \text{м}^2/\text{с}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{г/см}^3$	$\nu, \text{м}^2/\text{с}$
-50	$1,582 \cdot 10^{-3}$	$0,92 \cdot 10^{-5}$	20	1,205	1,50
0	1,293	1,32	30	1,165	1,60
10	1,247	1,41	40	1,127	1,69
15	1,225	1,45	60	1,060	1,88

Таблица 1.3. Зависимость кинематической вязкости пресной и соленой воды от температуры по данным IX МКОб

$t, ^\circ\text{C}$	$\nu \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$		$t, ^\circ\text{C}$	$\nu \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	
	Пресная вода	Соленая вода		Пресная вода	Соленая вода
2,2	1,658	—	15,0	1,139	1,187
3,8	1,571	—	17,2	1,075	1,124
5,0	1,517	1,560	20,0	1,003	1,053
7,2	1,417	1,462	22,2	0,951	1,002
10,0	1,306	1,352	25,0	0,893	0,943
12,2	1,227	1,274	30,0	0,801	0,851

Поэтому их можно практически рассматривать как несжимаемые. Связь между плотностью и давлением при данной температуре для воды определяется соотношением

$$\rho = \rho_0 \left(\frac{p + 3000}{3001} \right)^{1/7} \quad (1.2)$$

где ρ_0 — плотность при атмосферном давлении; p — давление, ат.

Для пресной воды при $t = 4^\circ\text{C}$ $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$ (в системе МКГСС $\rho = 102 \text{ кгс}\cdot\text{с}^2/\text{м}^4$). Плотность воды внутренних морей (Черное, Балтийское) 1010—1015 кг/м^3 , а океанов 1020—1028 кг/м^3 . Более подробные сведения о плотности морской воды даны в гл. II первого раздела второго тома.

Удельный вес пресной воды при $t = 4^\circ\text{C}$ равен 9810 Н/м^3 (в системе МКГСС $\gamma = 1000 \text{ кгс}\cdot\text{с}^2/\text{м}^3$). В табл. 1.1 указаны зависимости плотности пресной воды и давления $p_{\text{н}}$ ее насыщенного пара от температуры.

Плотность воздуха и других газов зависит как от температуры, так и от давления и определяется уравнением состояния; для совершенных газов, к которым с достаточной точностью можно отнести воздух:

$$\rho = p/(RT), \quad (1.3)$$

где газовая постоянная $R = 8,3144 \text{ Н}\cdot\text{м}/(\text{град}\cdot\text{моль})$, T — абсолютная температура. Если известна плотность газа ρ_0 при t_0 и давлении p_0 , то при других значениях t и p плотность определяется по формуле

$$\rho = \rho_0 \frac{p(273,1 + t_0)}{p_0(273,1 + t)} \quad (1.4)$$

При температуре 15°C и давлении 1013 гПа (1,033 ат) для сухого воздуха $\rho = 1,226 \text{ кг/м}^3$ (в системе МКГСС $\rho = 0,125 \text{ кгс}\cdot\text{с}^2/\text{м}^4$). Этому значению ρ соответствует $\gamma = 12,02 \text{ Н/м}^3$ (1,226 $\text{кгс}\cdot\text{с}^2/\text{м}^3$). Значения $\rho = f(t)$ при $p = 1$ ат даны для воздуха в табл. 1.2.

Кинематическая ν и динамическая μ вязкости связаны зависимостью $\nu = \mu/\rho$. Единицей измерения динамической вязкости μ в системе СИ служит пуаз (П): 1 П = 0,1 $\text{Н}\cdot\text{с}/\text{м}^2$, а кинематической вязкости ν — стокс (Ст): 1 Ст = $1 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$.

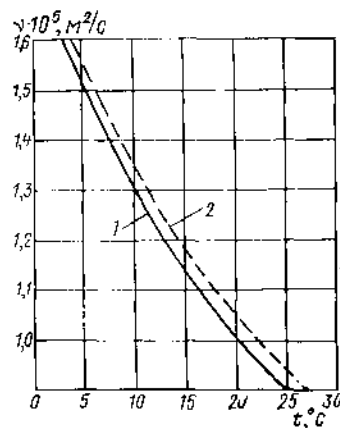


Рис. 1.1. Значения кинематической вязкости пресной (1) и соленой (2) воды.

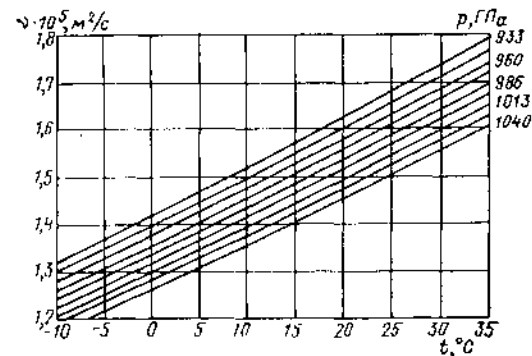


Рис. 1.2. Зависимость кинематической вязкости воздуха от температуры и давления

Вязкость жидкости зависит от температуры, а также от давления. Значения кинематической вязкости пресной и океанской воды при $p = 1028 \text{ кг/м}^3$ приведены в табл. 1.3 и показаны в функции от температуры на рис. 1.1. Эти значения ν рекомендованы IX Международной конференцией опытовых бассейнов (МКОб); их можно рассматривать, как практически независимые от давления и касательных напряжений. Для расчета коэффициента μ (в сантипуазах) пресной воды при атмосферном давлении можно применять формулу

$$\lg \mu = \frac{230,298}{t + 126,303} - 1,5668, \quad (1.5)$$

где t — температура, $^\circ\text{C}$. Изменение динамической вязкости μ_p пресной воды при $t = 10^\circ$ по отношению к μ_1 при $p = 1$ бар характеризуется следующими значениями:

$p, \text{бар}$	1	40	80	100	200
μ_p/μ_1	1,0000	0,9990	0,9982	0,9977	0,9955

Для определения динамической вязкости воздуха при $p = 1$ ат можно, применяя систему СИ, пользоваться формулой

$$\mu = (1700 + 5,8t - 0,011t^2) \cdot 10^{-7}. \quad (1.6)$$

На рис. 1.2 показаны зависимости кинематической вязкости воздуха от температуры и давления, а в табл. 1.2 даны значения $\nu = f(t)$.

Поверхностное натяжение зависит от рода жидкости и температуры. Для границы раздела вода—воздух оно составляет [18]:

$t, ^\circ\text{C}$	0	10	20	30	40	50	60	70
$\sigma_n \cdot 10^3, \text{Н/м}$	75,5	74,4	72,8	71,2	69,5	67,7	66,0	64,3

Внешние силы, действующие на объем жидкости, можно подразделить на массовые и поверхностные. Массовыми называются силы, которые в жидкости пропорциональны массе частиц (например, сила тяжести, инерционные силы); они характеризуются полем вектора напряжения массовых сил \vec{F} , имеющего размерность ускорения м/с^2 . Если массовой является сила тяжести, то, полагая ось z направленной вертикально вверх, получим:

$$\vec{F} = -kg, \quad (1.7)$$

где k — орт оси z . Если массовые силы являются потенциальными, то $\vec{F} = \text{grad } U$, при этом $U(x, y, z)$ — потенциал массовых сил. В случае силы тяжести

$$U = -gz. \quad (1.8)$$

Поверхностные силы непрерывно распределены по поверхности, ограничивающей объем жидкости, и в каждой ее точке характеризуются вектором напряжения поверхностных сил \vec{p}_n , где \vec{n} — единичный вектор внешней нормали к поверхности. В общем случае вектор \vec{p}_n направлен под некоторым углом к нормали. Размерность вектора $|\vec{p}_n|$ — Н/м^2 . Нормальная составляющая

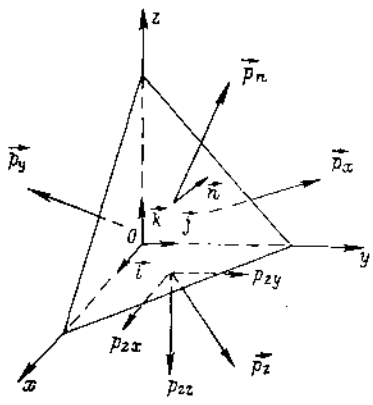


Рис. 1.3. Напряжения внутренних сил, действующих на грани тетраэдра.

вектора \vec{p}_n к поверхности обтекаемого жидкостью тела представляет гидродинамическое давление p , а касательная — напряжение сил трения τ_0 .

Внутренние силы в жидкости являются силами взаимодействия между ее частицами. Для изучения этих сил их можно перевести в разряд внешних, проводя сечение через соответствующую точку жидкости и заменяя силы взаимодействия поверхностными силами, действующими в соответствующих сечениях. Совокупность напряжений внутренних сил, действующих в различных элементарных площадках, проходящих через данную точку, называется напряженным состоянием жидкости. Напряженное состояние жидкости в произвольной точке потока характеризуется тремя векторами напряжений внутренних сил $\vec{p}_x, \vec{p}_y, \vec{p}_z$, действующих в трех взаимно перпендикулярных площадках, составляющих грани элементарного жидкого тетраэдра, проходящих через данную точку (рис. 1.3). Каждый из этих векторов, направленных под различными углами к указанным площадкам, может быть представлен в виде геометрической суммы его проекций на соответствующие оси:

$$\left. \begin{aligned} \vec{p}_x &= i p_{xx} + j p_{xy} + k p_{xz}; \\ \vec{p}_y &= i p_{yx} + j p_{yy} + k p_{yz}; \\ \vec{p}_z &= i p_{zx} + j p_{zy} + k p_{zz}. \end{aligned} \right\} \quad (1.9)$$

где i, j, k — орты осей. Вектор напряжения \vec{p}_n , действующий в произвольной площадке, имеющей внешнюю нормаль \vec{n} и образующий четвертую грань элементарного тетраэдра, может быть найден из соотношения

$$\vec{p}_n = \vec{p}_x \cos(n, x) + \vec{p}_y \cos(n, y) + \vec{p}_z \cos(n, z). \quad (1.10)$$

Таким образом, напряженное состояние жидкости в данной точке определяется матрицей

$$\|p_{ij}\|; \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (1.11)$$

где приняты обозначения осей $x = 1, y = 2, z = 3$. Эта матрица является симметричной, т. е. если $i \neq j$,

$$p_{ij} = p_{ji}, \quad (1.12)$$

и соблюдается свойство взаимности касательных напряжений. Следовательно, независимыми в ней являются лишь 6 напряжений — три нормальных и три касательных.

Различают две основные модели жидкости: невязкую и вязкую жидкость. *Невязкой (или идеальной)* называют жидкость, в которой при ее движении не возникают касательные напряжения, т. е. если $i \neq j$, то $p_{ij} = 0$. В данной точке такой жидкости все нормальные напряжения внутренних сил равны между собой и представляют гидродинамическое давление

$$p_{xx} = p_{yy} = p_{zz} = -p. \quad (1.13)$$

Это же свойство характерно и для покоящейся вязкой жидкости. В движущейся вязкой жидкости давление определяется как среднее арифметическое нормальных напряжений в данной точке, т. е.

$$p = -(p_{xx} + p_{yy} + p_{zz})/3. \quad (1.14)$$

В такой жидкости напряжения p_{ij} зависят от ее вязкости.

На напряжения в жидкости может оказывать влияние ее сжимаемость. Формулы для расчета давления в несжимаемых жидкостях справедливы и применительно к газам, если скорость их не превышает некоторого предела, который зависит от числа Маха $M = v/c_3$, где v — скорость движения жидкости, c_3 — скорость распространения звука. Скорость звука в газах определяется формулой

$$c_3 = \sqrt{\frac{c_p/c_v - 1}{\rho_0} \frac{c_p \rho_0}{c_v}} \approx \sqrt{\frac{c_p \rho_0}{c_v \rho_0}}, \quad (1.15)$$

где c_p/c_v — отношение теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме (для воздуха при t от 0 до 100°C оно составляет 1,40; p_0 и ρ_0 — давление и плотность газа в равновесном его состоянии; ρ — плотность газа в звуковой волне. Для сухого воздуха при $t = 20^\circ\text{C}$ и $p = 1$ ат $c_3 = 344$ м/с. В капельных жидкостях

$$c_3 = \sqrt{E_{ж}/\rho}, \quad (1.16)$$

где $E_{ж}$ — модуль объемной упругости жидкости, Н/м^2 . Для пресной воды скорость звука составляет:

$t, ^\circ\text{C}$	0	10	20	30	40	50	60
$c_3, \text{м/с}$	1407	1445	1484	1510	1528	1544	1556

Значения возможной ошибки в определении давления в случае применения формул гидродинамики несжимаемой жидкости к воздуху в зависимости от числа M и скорости потока v (при $t = 15^\circ$ и $p = 981$ гПа, т. е. 1 ат) составляют:

M	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6
$v, \text{м/с}$	34	68	102	136	170	203
Ошибка в определении давления, %	0,25	1,0	2,25	4,0	6,2	9,0

Эти данные позволяют определить допустимые пределы применения формул гидродинамики несжимаемой жидкости при расчетах аэродинамических характеристик судов с динамическими принципами поддержания, а также предельно допустимые скорости в аэротрубах при испытаниях в них моделей тел, движущихся в воде. В случае движения тел в воде число $M < 0,1$ и влиянием сжимаемости воды на их обтекание допустимо пренебрегать.

§ 2. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОТОКОВ ЖИДКОСТИ

При изучении движения жидкости можно пользоваться методом Лагранжа или методом Эйлера. Метод Лагранжа состоит в рассмотрении характеристик движения (координаты в пространстве, скорости и ускорения) частиц жидкости. В случае применения этого метода необходимо вводить параметры, позволяющие выделить рассматриваемую частицу из всей массы жидкости. В качестве параметров могут служить, например, начальные координаты частицы a, b, c в той или иной системе координат: эти параметры называются переменными Лагранжа. Уравнения движения частицы, записанные в переменных Лагранжа, имеют следующий вид:

$$x_i = f_i(a, b, c, t); \quad i = 1, 2, 3. \quad (1.17)$$

Метод Эйлера состоит в изучении характеристик потока в различных точках пространства через которое течет поток жидкости. Этот метод позволяет использовать в гидромеханике теорию поля и является наиболее удобным.

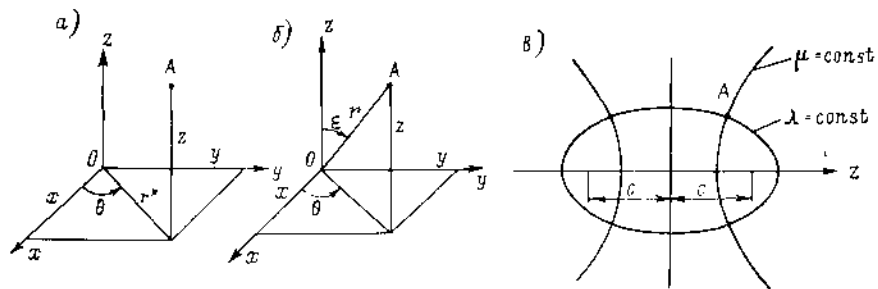


Рис. 1.4. Ортогональные декартовы, цилиндрические (а), сферические (б) координаты и координаты вытянутого эллипсоида вращения (в).

Скорость потока в различных точках пространства при использовании метода Эйлера характеризуется полем вектора скорости \vec{v} или его проекциями на координатные линии какой-либо системы координат. Значение и направление скорости \vec{v} в общем случае зависят от координат точек пространства и от времени; такие движения называются неустановившимися. Движение жидкости, при котором значение и направление вектора скорости не зависят от времени, называется установившимся. Изучение установившегося движения проще, чем неустановившегося, так как в переменные, характеризующие поток, не входит время t .

Потоки жидкости, в которых векторы скорости параллельны некоторой плоскости, называются плоскими. К плоскому приближается поток при обтекании тел большого размера перпендикулярно их образующей (например, крыльев большого размаха и т. п.). Поток, в котором закон распределения скоростей одинаков во всех плоскостях, проходящих через некоторую ось, называется осесимметричным. Осесимметричный поток возникает, в частности, при обтекании тел вращения вдоль осей симметрии.

При изучении потоков жидкости применяются различные системы координат, выбор которых следует производить с учетом возможных упрощений решения задачи. Наиболее употребительными в гидромеханике являются следующие ортогональные системы координат:

декартовы прямоугольные координаты, в которых положение произвольной точки A определяется тремя координатами x, y, z (рис. 1.4, а);

цилиндрические координаты, в которых положение произвольной точки A определяется тремя координатами r, θ, z (рис. 1.4, а), связанными с декартовыми координатами соотношениями

$$x = r^* \cos \theta; \quad y = r^* \sin \theta; \quad z = z; \quad (1.18)$$

частным случаем цилиндрических координат являются полярные координаты на плоскости r^* и θ ;

сферические координаты, в которых положение произвольной точки A определяется координатами r, θ, φ (рис. 1.4, б), связанными с декартовыми координатами соотношениями

$$x = r \cos \theta \sin \varphi; \quad y = r \sin \theta \sin \varphi; \quad z = r \cos \varphi; \quad (1.19)$$

координаты вытянутого эллипсоида вращения, в которых положение произвольной точки A определяется координатами μ, λ, θ (рис. 1.4, в), связанными с декартовыми координатами соотношениями

$$\left. \begin{aligned} x &= c \sqrt{\lambda^2 - 1} \sqrt{1 - \mu^2} \cos \theta; \\ y &= c \sqrt{\lambda^2 - 1} \sqrt{1 - \mu^2} \sin \theta; \\ z &= c \lambda \mu, \end{aligned} \right\} \quad (1.20)$$

где z — ось вращения, причем поверхности $\lambda = \text{const}$ представляют вытянутые вдоль оси z эллипсоиды вращения с фокусами расстояниями c , а $\mu = \text{const}$ — софокусные им однополостные гиперболоиды вращения. Область изменения координат $1 \leq \lambda \leq \infty$ и $-1 \leq \mu \leq 1$.

Линиями тока потока жидкости называются линии, в каждой точке которых вектор скорости \vec{v} направлен по касательной, т. е. $\vec{v} \times d\vec{r} = 0$, уравнения линий тока в декартовой системе координат имеют вид

$$\frac{dx}{v_x} = \frac{dy}{v_y} = \frac{dz}{v_z},$$

где v_x, v_y, v_z — проекции вектора скорости на оси x, y, z , а dx, dy, dz — проекции элемента $d\vec{r}$ линии тока.

В случае установившегося течения линии тока совпадают с траекториями частиц жидкости. Линии тока, проходящие через произвольную замкнутую кривую в пространстве, образуют трубку тока.

При изучении движения тел в жидкости широко применяется принцип обратимости движения. Этот принцип заключается в следующем: движение тела с постоянной скоростью в жидкости возможно заменить обтеканием неподвижного тела потоком, скорость которого по значению равна, а по направлению противоположна скорости движения тела. Следует иметь в виду, что линии тока, поле скорости и кинетическая энергия потоков в прямом и обратном движении не совпадают, однако гидродинамические силы по значению и направлению одинаковы. Указанная замена позволяет в ряде случаев свести изучение неустановившегося течения жидкости к установившемуся (в обратном потоке), что значительно упрощает расчеты. Применение этого метода не дает преимуществ, если скорость тела в исходном движении зависит от времени. Принцип обратимости движения используется при моделировании обтекания тел в аэродинамических и кавитационных трубах и гидрооткаках.

Для анализа и классификации движений жидкости большое значение имеет теорема Коши — Гельмгольца. В соответствии с этой теоремой скорость \vec{v} любой точки малой жидкой частицы может быть представлена в виде геометрической суммы следующих трех составляющих:

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}_1 + \vec{\omega} \times \delta\vec{r}, \quad (1.21)$$

где \vec{v}_0 — вектор скорости поступательного движения произвольной точки частицы, выбранной в качестве полюса; \vec{v}_1 — вектор скорости деформационного движения частицы; $\vec{v}_2 = \vec{\omega} \times \delta\vec{r}$ — вектор скорости вращательного движения частицы вокруг полюса с мгновенной угловой скоростью ω ; $\delta\vec{r} = \delta x \vec{i} + \delta y \vec{j} + \delta z \vec{k}$ — элементарный вектор, характеризующий положение данной точки частицы относительно полюса.

Таким образом, в отличие от разложения скоростей точек твердого тела, в жидкости характерным является наличие вектора \vec{v}_1 скорости деформаций жидких частей. Деформации частиц состоят из деформаций растяжения (или сжатия) и сдвига. Если

деформации частиц отсутствуют, то законы движения жидкости аналогичны законам движения твердых тел. Деформационную часть движения жидкости принято характеризовать относительными скоростями деформаций растяжения частиц вдоль соответствующих осей e_{11} , e_{22} и e_{33} и угловыми скоростями скачивания углов, расположенных в плоскостях, перпендикулярных соответствующим осям e_{12} , e_{13} , e_{21} , e_{23} , e_{31} и e_{32} , имеющими размерность единица в секунду и образующими симметричную матрицу относительных скоростей деформации:

$$\Pi_c = \|e_{ij}\|; \quad i = 1 \div 3; \quad j = 1 \div 3. \quad (I.22)$$

Для вычисления ее компонентов в декартовой системе координат служат формулы:

$$\left. \begin{aligned} e_{11} &= \frac{\partial v_x}{\partial x}; & e_{22} &= \frac{\partial v_y}{\partial y}; & e_{33} &= \frac{\partial v_z}{\partial z}; \\ e_{12} = e_{21} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{\partial v_y}{\partial x} \right); & e_{13} = e_{31} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_x}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial x} \right); \\ e_{23} = e_{32} &= \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v_y}{\partial z} + \frac{\partial v_z}{\partial y} \right), \end{aligned} \right\} \quad (I.23)$$

а проекции вектора \vec{v}_1 на оси координат определяются согласно соотношению

$$\vec{v}_1 = \Pi_c \cdot \vec{\delta r}. \quad (I.24)$$

Все течения жидкости делятся на два класса — вихревые и безвихревые. *Вихревыми* называются течения, в которых угловые скорости вращения элементарных жидких частиц не равны нулю. *Безвихревыми* называются течения жидкости, в которых угловые скорости вращения частиц равны нулю, т. е. $\vec{\omega} = 0$. Деформации частиц возможны как при вихревом, так и при безвихревом течениях.

Вектор $\text{rot } \vec{v} = 2\vec{\omega}$ называется вихрем скорости; его размерность $1/c$. Проекция вектора вихря скорости определяются по формулам:

на оси декартовой системы координат

$$\text{rot}_x \vec{v} = \frac{\partial v_z}{\partial y} - \frac{\partial v_y}{\partial z}; \quad \text{rot}_y \vec{v} = \frac{\partial v_x}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial x}; \quad \text{rot}_z \vec{v} = \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial v_x}{\partial y}; \quad (I.25)$$

в цилиндрической системе координат

$$\left. \begin{aligned} \text{rot}_{r^*} \vec{v} &= \frac{1}{r^*} \frac{\partial v_z}{\partial \theta} - \frac{\partial v_\theta}{\partial z}; & \text{rot}_\theta \vec{v} &= \frac{\partial v_{r^*}}{\partial z} - \frac{\partial v_z}{\partial r^*}; \\ \text{rot}_z \vec{v} &= \frac{1}{r^*} \frac{\partial (r^* v_\theta)}{\partial r^*} - \frac{1}{r^*} \frac{\partial v_{r^*}}{\partial \theta}; \end{aligned} \right\} \quad (I.26)$$

в сферической системе координат

$$\left. \begin{aligned} \text{rot}_r \vec{v} &= \frac{1}{r \sin \epsilon} \frac{\partial (v_\theta \sin \epsilon)}{\partial \epsilon} - \frac{1}{r \sin \epsilon} \frac{\partial v_\epsilon}{\partial \theta}; \\ \text{rot}_\theta \vec{v} &= \frac{1}{r} \frac{\partial (r v_\epsilon)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial v_r}{\partial \epsilon}; \\ \text{rot}_\epsilon \vec{v} &= \frac{1}{r \sin \epsilon} \frac{\partial v_r}{\partial \theta} - \frac{1}{r} \frac{\partial (r v_\theta)}{\partial r}. \end{aligned} \right\} \quad (I.27)$$

Безвихревые движения являются потенциальными. Это означает, что при безвихревом течении скорости потока могут быть выражены при помощи функции ϕ — потенциала скорости. Вектор скорости при безвихревом движении является градиентом этой функции, т. е. $\vec{v} = \text{grad } \phi$. Потенциал скорости ϕ в случае неустановившегося течения является функцией от координат и времени; его размерность m^2/c .

Для определения проекции скорости на любое направление n при помощи потенциала служит соотношение

$$v_n = \partial \phi / \partial n. \quad (I.28)$$

В соответствии с этим проекции скорости на координатные линии определяются равенствами:

в декартовых координатах

$$v_x = \partial \phi / \partial x; \quad v_y = \partial \phi / \partial y; \quad v_z = \partial \phi / \partial z; \quad (I.29)$$

в цилиндрических координатах

$$v_{r^*} = \frac{\partial \phi}{\partial r^*}; \quad v_\theta = \frac{1}{r^*} \frac{\partial \phi}{\partial \theta}; \quad v_z = \frac{\partial \phi}{\partial z}; \quad (I.30)$$

в сферических координатах

$$v_r = \frac{\partial \phi}{\partial r}; \quad v_\theta = \frac{1}{r \sin \epsilon} \frac{\partial \phi}{\partial \theta}; \quad v_\epsilon = \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial \epsilon}; \quad (I.31)$$

в системе координат вытянутого эллипсоида вращения

$$\left. \begin{aligned} v_\lambda &= \frac{1}{c} \sqrt{\frac{\lambda^2 - 1}{\lambda^2 - \mu^2}} \frac{\partial \phi}{\partial \lambda}; \\ v_\mu &= \frac{1}{c} \sqrt{\frac{1 - \mu^2}{\lambda^2 - \mu^2}} \frac{\partial \phi}{\partial \mu}; \\ v_\theta &= \frac{1}{c \sqrt{\lambda^2 - 1} \sqrt{1 - \mu^2}} \frac{\partial \phi}{\partial \theta}; \end{aligned} \right\} \quad (I.32)$$

Линии тока при безвихревом движении перпендикулярны поверхностям, вдоль которых $\phi = \text{const}$, т. е. к поверхностям равного потенциала скорости. Физически произведение $(-\rho \phi)$ представляет собой импульс давления, который нужно приложить к соответствующим точкам жидкости для создания безвихревого течения с данным потенциалом ϕ .

Всякое движение жидкости должно удовлетворять уравнению неразрывности, выражающему закон сохранения массы. В случае неоднородной сжимаемой жидкости, у которой плотность $\rho = \rho(x, y, z, t)$, это уравнение в дифференциальной форме имеет вид

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \text{div } \vec{v} = 0, \quad (I.33)$$

где производная плотности по времени определяется соотношением

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + v_y \frac{\partial \rho}{\partial y} + v_z \frac{\partial \rho}{\partial z}.$$

В случае потока однородной несжимаемой жидкости уравнение неразрывности

$$\text{div } \vec{v} = 0, \quad (I.34)$$

т. е. в декартовой системе координат

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0. \quad (I.35)$$

В случае осесимметричного потока, для которого ось z является осью симметрии, имеющего в цилиндрических координатах лишь компоненты скорости v_{r^*} и v_z , уравнение (I.34) можно записать в виде

$$\frac{\partial v_{r^*}}{\partial r^*} + \frac{v_{r^*}}{r^*} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0. \quad (I.36)$$

Уравнение неразрывности можно записать в интегральной форме. В случае неоднородной жидкости суммарный массовый расход через замкнутую поверхность S равен нулю, т. е.

$$\int_S \rho v_n dS = 0. \quad (1.37)$$

Если жидкость однородна, то $\int_S v_n dS = 0$. Вдоль трубки тока условие S неразрывности потока для однородной жидкости имеет вид

$$v_{r1} S_1 = v_{r2} S_2. \quad (1.38)$$

Величина v_{r1} — средняя скорость жидкости в данном поперечном сечении S трубки тока, определяющая ее объемный расход $Q = v_{r1} S$.

При безвихревом движении уравнение неразрывности (1.34) будет

$$\Delta \varphi = 0, \quad (1.39)$$

где Δ — оператор Лапласа; (1.39) называется уравнением Лапласа. Функции, удовлетворяющие этому уравнению, именуются гармоническими; следовательно, потенциал скорости есть гармоническая функция.

В ортогональных криволинейных координатах q_1, q_2, q_3 , связанных с декартовыми зависимостями $x_i = f_i(q_1, q_2, q_3)$, где $i = 1, 2, 3$, уравнение Лапласа для потенциала $\varphi(q_1, q_2, q_3)$ имеет вид

$$\frac{1}{H_1 H_2 H_3} \left[\frac{\partial}{\partial q_1} \left(\frac{H_2 H_3}{H_1} \frac{\partial \varphi}{\partial q_1} \right) + \frac{\partial}{\partial q_2} \left(\frac{H_1 H_3}{H_2} \frac{\partial \varphi}{\partial q_2} \right) + \frac{\partial}{\partial q_3} \left(\frac{H_1 H_2}{H_3} \frac{\partial \varphi}{\partial q_3} \right) \right] = 0, \quad (1.40)$$

а проекции скорости v_{qi} на координатные линии определяются зависимостями

$$v_{qi} = \frac{1}{H_i} \frac{\partial \varphi}{\partial q_i},$$

где коэффициенты Ламе

$$H_i = \sqrt{\left(\frac{\partial x}{\partial q_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial q_i} \right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial q_i} \right)^2}.$$

Уравнение Лапласа в различных системах координат имеет следующий вид: в декартовых

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0; \quad (1.41)$$

в цилиндрических

$$\frac{1}{r^*} \frac{\partial}{\partial r^*} \left(r^* \frac{\partial \varphi}{\partial r^*} \right) + \frac{1}{r^{*2}} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0; \quad (1.42)$$

в сферических

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \varepsilon} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r^2 \sin \varepsilon} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left(\sin \varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial \varepsilon} \right) = 0; \quad (1.43)$$

в системе координат вытянутого эллипсоида вращения

$$\frac{\partial}{\partial \lambda} \left[(\lambda^2 - 1) \frac{\partial \varphi}{\partial \lambda} \right] + \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial \varphi}{\partial \mu} \right] + \frac{\lambda^2 - \mu^2}{(\lambda^2 - 1)(1 - \mu^2)} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \theta^2} = 0, \quad (1.44)$$

В качестве характеристики плоских и осесимметричных течений жидкости можно использовать функцию тока ψ . Эта функция позволяет найти уравнения линий тока и скорости в различных точках потока. При неустановившемся течении функция тока ψ зависит от координат и от времени. В плоском потоке функция тока ψ удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -2\omega_z, \quad (1.45)$$

а проекции скорости на оси координат определяются из соотношений

$$v_x = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v_y = -\frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (1.46)$$

Уравнение семейства линий тока находят, приравняв функцию тока постоянной, т. е. $\psi = C$. На одной из твердых границ или на свободной поверхности потока постоянную C полагают равной нулю. Разность значений функции тока в двух точках плоского потока равна объемному расходу жидкости в единицу времени между этими точками. Размерность функции тока плоского потока m^2/s .

В случае плоского безвихревого течения функция тока удовлетворяет уравнению Лапласа $\Delta \psi = 0$ и связана с потенциалом скорости следующим образом:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad \frac{\partial \varphi}{\partial y} = -\frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (1.47)$$

Семейство линий $\varphi = \text{const}$ и $\psi = \text{const}$ образует на плоскости ортогональную сетку течения. В случае осесимметричного течения функция тока $\psi(z, r^*)$ в цилиндрической системе координат, ось z которой совпадает с осью потока т. е. $\text{rot}_{r^*} \vec{v} = \text{rot}_z \vec{v} = 0$, удовлетворяет соотношению

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial \psi}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = r^* \text{rot}_z \vec{v}, \quad (1.48)$$

а проекции скорости определяются по формулам

$$v_{r^*} = \frac{1}{r^*} \frac{\partial \psi}{\partial z}; \quad v_z = -\frac{1}{r^*} \frac{\partial \psi}{\partial r^*}. \quad (1.49)$$

В системе эллиптических координат $\psi(\lambda, \mu)$ и

$$v_\lambda = \frac{1}{c^2 \sqrt{\lambda^2 - \mu^2} \sqrt{\lambda^2 - 1}} \frac{\partial \psi}{\partial \mu}; \quad v_\mu = \frac{1}{c^2 \sqrt{\lambda^2 - \mu^2} \sqrt{1 - \mu^2}} \frac{\partial \psi}{\partial \lambda}. \quad (1.49a)$$

В случае безвихревого осесимметричного течения потенциал скорости φ удовлетворяет уравнению Лапласа, а функция тока — тому уравнению, т. е. ψ не является гармонической функцией:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial \varphi}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} &= 0; \\ \frac{\partial^2 \psi}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial \psi}{\partial r^*} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.50)$$

Трёхмерные пространственные течения нельзя описать одной скалярной функцией тока. Ускорение частиц жидкости при использовании метода Эйлера для описания потока, определяется зависимостью

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + v_x \frac{\partial \vec{v}}{\partial x} + v_y \frac{\partial \vec{v}}{\partial y} + v_z \frac{\partial \vec{v}}{\partial z}. \quad (1.51)$$

В этом выражении первое слагаемое $\partial \vec{v} / \partial t$ называется местным, или локальным, ускорением; оно не равно нулю, лишь когда течение неустановившееся. Сумма следующих

трех слагаемых представляет конвективное ускорение, не равное нулю, если поле скорости в пространстве является неоднородным.

Циркуляцией скорости Γ называется линейный интеграл, вычисленный по произвольному замкнутому контуру l , выделенному в жидкости:

$$\Gamma = \oint_l \vec{v} \cdot d\vec{r} = \int_l v \cos(\nu, dl) dl, \quad (1.52)$$

где $d\vec{r}$ — направленный элемент контура, а $dl = |d\vec{r}|$. При определении циркуляции контур l обходится в таком направлении, чтобы его внутренняя область, оставалась слева. Размерность циркуляции m^2/c .

Связь между циркуляцией и вихрем скорости устанавливается теоремой Стокса: циркуляция скорости по замкнутому контуру, ограничивающему односвязную область жидкости, равна потоку вектора вихря сквозь произвольную поверхность S , опирающуюся на этот контур, т. е.

$$\Gamma = \int_S \text{rot } \vec{v} \cdot \vec{n} dS = 2 \int_S \vec{\omega} \cdot \vec{n} dS, \quad (1.53)$$

где \vec{n} — направление нормали к поверхности S .

Одосвязной называется всякая область, в которой произвольный замкнутый контур можно последовательными деформациями беспрепятственно стянуть в одну точку. В случае многосвязных областей теорема Стокса остается справедливой, если циркуляция Γ вычисляется не только по внешней, но и по внутренним границам области (например, по контурам тел, ограничивающим внутри объем жидкости). Знание циркуляции скорости необходимо для вычисления гидродинамических сил, действующих при движении тел в жидкости. Если течение потенциальное, то в случае однозначного потенциала циркуляция Γ по замкнутому контуру равна нулю. Если потенциал — многозначная функция, т. е. при полном обходе замкнутого контура меняет свое значение, то $\Gamma = \varphi_k - \varphi_n$, т. е. равна разности значений потенциала в конце φ_k и в начале φ_n обхода контура.

Свойство циркуляции скорости определяется теоремой Томсона: в вязкой однородной несжимаемой жидкости, находящейся под действием потенциальных массовых сил, циркуляция скорости по произвольному замкнутому жидкому контуру постоянна во времени, т. е.

$$d\Gamma/dt = 0. \quad (1.54)$$

Жидким называется контур, который все время состоит из одних и тех же частиц и движется вместе с потоком. В соответствии с этой теоремой обеспечивается сохранение безвихревого или вихревого характера движения, т. е. невозможен переход от одного типа движения к другому в вязкой жидкости. Для вязкой жидкости теорема Томсона несправедлива.

Вихревыми нитями называются линии, в каждой точке которых вектор вихря скорости $\text{rot } \vec{v} = 2\vec{\omega}$ направлен по касательной, т. е. $\text{rot } \vec{v} \times d\vec{r} = 0$. Система вихревых нитей, проходящих через произвольную линию в пространстве, образует вихревой слой. Совокупность вихревых нитей, проходящих через произвольный контур, называется вихревой трубкой. Произведение

$$I = 2\omega S \quad (1.55)$$

называется интенсивностью трубки; интенсивность равна циркуляции скорости по контуру, охватывающему сечение трубки (S — площадь поперечного сечения вихревой трубки).

Поле вихря удовлетворяет уравнению неразрывности

$$\text{div rot } \vec{v} = 0. \quad (1.56)$$

Вихри, распределенные в объеме V , создают поле скоростей

$$\vec{v} = \text{rot} \int \frac{\vec{\omega}}{2\pi r} dV. \quad (1.57)$$

Свойства вихревых трубок в несжимаемой жидкости характеризуются тремя теоремами Гельмгольца:

- 1) интенсивность вихревой трубки постоянна вдоль ее длины;
- 2) интенсивность вихревой трубки в невязкой жидкости не зависит от времени;
- 3) вихревая трубка в невязкой жидкости в течение всего времени движения состоит из одних и тех же частиц жидкости.

Вторая и третья теоремы справедливы только при условии, что массовые силы, действующие на однородную, несжимаемую жидкость, являются потенциальными. В вязкой жидкости происходит процесс диффузии вихрей, сопровождающийся изменением их интенсивности.

В соответствии с первой теоремой Гельмгольца вихревые трубки и нити не могут начинаться или кончаться внутри жидкости: они либо замкнуты, либо опираются на границы жидкости. Изолированная вихревая нить или вихревой слой образуют вокруг себя безвихревой поток, в котором циркуляция скорости по любому контуру, не охватывающему вихревую нить или не пересекающему вихревой слой, равна нулю.

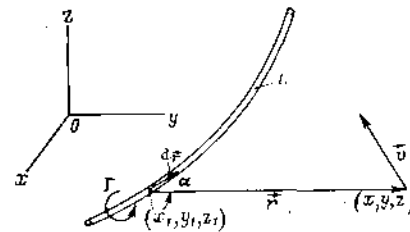


Рис. 1.5. Скорость, индуцируемая вихревой нитью.

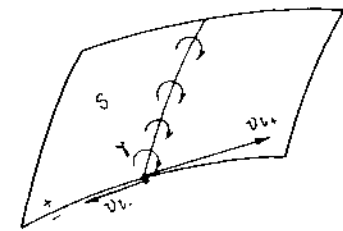


Рис. 1.6. Поверхность вихревого слоя.

Скорость, вызываемая (индуцируемая) вихревой нитью произвольной формы, имеющей длину L и циркуляцию Γ , может быть вычислена по формуле Био-Савара (рис. 1.5)

$$\vec{v} = \frac{\Gamma}{4\pi} \int_L \frac{\vec{r} \times d\vec{r}}{r^3}, \quad (1.58)$$

т. е.

$$\left. \begin{aligned} v_x &= -\frac{\Gamma}{4\pi} \int_L \left[\frac{(y - y_1) dz_1}{r^3} - \frac{(z - z_1) dy_1}{r^3} \right]; \\ v_y &= \frac{\Gamma}{4\pi} \int_L \left[\frac{(z - z_1) dx_1}{r^3} - \frac{(x - x_1) dz_1}{r^3} \right]; \\ v_z &= -\frac{\Gamma}{4\pi} \int_L \left[\frac{(x - x_1) dy_1}{r^3} - \frac{(y - y_1) dx_1}{r^3} \right], \end{aligned} \right\} \quad (1.59)$$

где $|\vec{r}| = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2}$, $d\vec{r} = \vec{i} dx_1 + \vec{j} dy_1 + \vec{k} dz_1$.

В случае когда ось вихревой нити прямолинейна и нить простирается от $-\infty$ до $+\infty$, скорость v вычисляется по формуле

$$|v| = \Gamma/(2\pi r). \quad (1.60)$$

Если прямолинейная нить простирается от 0 до $+\infty$, то скорость v , вызванная этой нитью в точках плоскости, перпендикулярной нити и проходящей через ее начало, равна

$$|v| = \Gamma/(4\pi r). \quad (1.61)$$

В случае кольцевого вихря, имеющего радиус R и циркуляцию Γ , расположенного в плоскости xOy с центром в начале координат, возникающее течение жидкости

является осесимметричным. Функция тока этого потока в цилиндрических координатах r^* , z определяется по формуле

$$\psi = -\frac{\Gamma \sqrt{Rr^*}}{2\pi} \left[\left(\frac{2}{k} - k \right) K(k) - \frac{2}{k} E(k) \right], \quad (1.62)$$

где $k = \frac{2\sqrt{Rr^*}}{\sqrt{z^2 + (R+r^*)^2}}$, а $K(k) = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{1-k^2\sin^2\varepsilon}}$ и $E(k) = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-k^2\sin^2\varepsilon} d\varepsilon$ — полные эллиптические интегралы первого и второго рода.

Составляющие скорости v_{r^*} и v_z вычисляются по формулам (1.49). Вокруг вихревого кольца возникает течение с потенциалом скорости

$$\varphi = \frac{\Gamma R^2 z E(k)}{\pi(1-k) \sqrt{1-k}} \frac{1}{(z^2 + r^{*2} + R^2)^{3/2}}; \quad (1.63)$$

проекции скорости находят по формулам (1.30).

В случае кругового цилиндра бесконечной длины и радиуса Γ , поверхность которого образована вихревым слоем интенсивностью γ , скорости потока внутри цилиндра равны нулю. В области вне цилиндра поле скоростей аналогично полю скоростей от вихревой нити, которая расположена в центре цилиндра и имеет циркуляцию

$$\Gamma = 2\pi R\gamma; \quad (1.64)$$

расчет скорости производится по формуле (1.60).

Если в жидкости есть поверхность S , при переходе через которую касательная к ней составляющая скорости v_t терпит разрыв (рис. 1.6), то такая поверхность в кинематическом отношении эквивалентна вихревому слою с интенсивностью $\gamma = d\Gamma/dl$, равной разности скорости на нижней v_{t-} и верхней v_{t+} поверхности: $\gamma = v_{t-} - v_{t+}$. Оси элементарных вихрей направлены вдоль такой поверхности перпендикулярно вектору скорости \vec{v} в данной ее точке.

Поля скорости, индуцируемые как одиночной вихревой нитью, так и вихревым слоем, являются потенциальными.

Глава II

ГИДРОМЕХАНИКА НЕВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

§ 3. УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ НЕВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ И ИХ ИНТЕГРАЛЫ

В невязкой жидкости отсутствуют касательные напряжения, поэтому нормальные напряжения представляют гидродинамическое давление p , значение которого в данной точке потока не зависит от направления. Уравнение движения невязкой жидкости имеет вид

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} - \frac{1}{\rho} \text{grad } p, \quad (11.1)$$

где $\vec{F} = iF_x + jF_y + kF_z$ — вектор напряжения массовых сил; оно называется уравнением Эйлера. Левая часть этого векторного уравнения содержит ускорение и может быть представлена в развернутом виде в соответствии с формулой (1.51). Во мно-

гих случаях ее удобно также представлять в форме, предложенной И. С. Громеко:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \text{grad} \left(\frac{v^2}{2} \right) + 2\vec{\omega} \times \vec{v}, \quad (11.2)$$

где $\vec{\omega}$ — вектор угловой скорости вращения частиц жидкости. В этом выражении при безвихревом течении третья слагаемая правой части обращается в нуль.

В случае сжимаемой неоднородной жидкости к уравнению Эйлера необходимо присоединить уравнение неразрывности (1.33) и состояния (1.3), чтобы образовать замкнутую систему; в однородной несжимаемой жидкости следует рассматривать совместно систему уравнений (11.1) и (1.34). В обоих случаях кинематическое граничное условие вдоль неподвижных твердых границ следует записывать в виде

$$\vec{v} \cdot \vec{n} = 0, \quad (11.3)$$

где \vec{n} — направление внешней нормали к твердой границе.

На подвижных твердых границах

$$\vec{v} \cdot \vec{n} = \vec{v}_T \cdot \vec{n}. \quad (11.4)$$

Здесь \vec{v}_T — вектор скорости данной точки подвижной границы. Оба условия [(11.3) и (11.4)] обеспечивают непротекание жидкости через твердую границу.

Для уравнений Эйлера известно несколько интегралов, устанавливающих прямую связь между скоростью и давлением в потоке невязкой жидкости. Рассмотрим эти интегралы, полагая, что массовой силой является сила тяжести, а течение изучается в неподвижной системе координат.

Интеграл Бернулли представляет связь между скоростью и давлением при установившемся вихревом течении для точек, расположенных на одной линии тока:

$$p + \gamma z + \frac{\rho v^2}{2} = C \quad (11.5)$$

или

$$\frac{p_1}{\gamma} + z_1 + \frac{v_1^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + \frac{v_2^2}{2g}. \quad (11.6)$$

В последней форме записи все слагаемые имеют размерность высоты; p/γ называется пьезометрической высотой, z — высота точки над плоскостью сравнения, а $v^2/(2g)$ — высота скоростного напора. Соотношение (11.6) представляет закон сохранения удельной механической энергии для частиц, расположенных на данной линии тока. Для разных линий тока постоянная в выражении (11.5) не одинакова. В случае покоящейся жидкости на основании равенства (11.6) можно получить выражение для гидростатического давления

$$p = \gamma(z_0 - z) + p_0 \quad (11.7)$$

(z_0 — высота над плоскостью сравнения поверхности жидкости, где давление p_0).

Интеграл Лагранжа выводится в предположении, что течение жидкости неустановившееся потенциальное:

$$p + \gamma z + \frac{\rho v^2}{2} + \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} = f(t). \quad (11.8)$$

Функция $f(t)$ в данный момент времени имеет одинаковое значение для всех точек потока. В случае потенциального установившегося течения потенциал φ не зависит от времени и интеграл (11.8) переходит в интеграл Эйлера

$$p + \gamma z + \frac{\rho v^2}{2} = C, \quad (11.9)$$

который по форме совпадает с интегралом Бернулли (11.5), но отличается тем, что постоянная в правой части его сохраняет свое значение для всех точек потока, неза-

висимо от того, на каких линиях тока они расположены. Это означает, что в потенциальном потоке удельная энергия всех частиц одинакова.

Если необходимо вычислять лишь часть давления, вызванную движением жидкости, т. е. избыточное гидродинамическое давление, можно в выражениях (II.5, II.6, II.8, II.9) отбросить слагаемое ρz и применить, например, интеграл (II.8) в форме

$$p + \frac{\rho v^2}{2} + \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} = f(t). \quad (II.10)$$

В некоторых случаях удобно рассматривать течение жидкости, используя подвижную в пространстве систему координат, движение которой характеризуется вектором скорости поступательного движения начала координат \vec{v}_0 и угловой скоростью вращения $\vec{\omega}_0$. Если поле абсолютной скорости жидкости в данной точке пространства характеризуется векторами \vec{v}_a и $\vec{\omega}_a$, то уравнение Эйлера, с учетом преобразования Громско (II.2), в подвижной системе координат имеет вид

$$\frac{d\vec{v}_a}{dt} + \text{grad} \left[\frac{v_a^2}{2} - \vec{v}_0 (\vec{v}_0 + \vec{\omega}_0 \times \vec{r}) \right] - [\vec{v}_a - (\vec{v}_0 + \vec{\omega}_0 \times \vec{r})] \times 2\vec{\omega}_a = \vec{F} - \frac{1}{\rho} \text{grad } p, \quad (II.11)$$

где $\vec{r} = ix + jy + kz$ — радиус-вектор точки жидкости относительно начала подвижной системы координат, а $\frac{d}{dt}$ — производная, которая также вычисляется в этой системе. Полагая течение потенциальным, т. е. $\vec{\omega}_a = 0$ и $\vec{v}_a = \text{grad } \varphi$, можно получить интеграл Лагранжа в подвижной системе координат для избыточного давления:

$$p + \frac{\rho v_a^2}{2} - \rho \vec{v}_0 (\vec{v}_0 + \vec{\omega}_0 \times \vec{r}) + \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} = f(t); \quad (II.12)$$

в случае поступательного движения системы координат вдоль оси x со скоростью $\vec{v}_0 = v_0 \vec{i}$

$$p + \frac{\rho}{2} \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \right)^2 \right] - \rho v_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t} = f(t), \quad (II.13)$$

причем в формулах (II.12) и (II.13) производная $\partial \varphi / \partial t$ вычисляется в подвижной системе координат.

§ 4. ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

Потенциальные течения возникают в вязкой жидкости под влиянием импульсов давления, в том числе приложенных к ней с поверхности движущихся или обтекаемых потоком неподвижных тел. Течения вязкой жидкости, вызываемые находящимися в ней вихрями, вне области расположения вихрей также потенциальны.

В потенциальных потоках вектор скорости $\vec{v} = \text{grad } \varphi$, а потенциал скорости φ удовлетворяет уравнению Лапласа (I.39). При потенциальном течении достаточно найти одну функцию $\varphi(x, y, z, t)$, чтобы определить все его характеристики: скорость, а с ее помощью посредством интегралов Лагранжа (II.8) или Эйлера (II.9) значения давления, интегрируя которые можно найти гидродинамические реакции. Если потенциальное течение является плоским или осесимметричным, то наряду с потенциалом φ для него существует функция тока ψ ; в плоском потоке она удовлетворяет уравнению Лапласа. Потенциал скорости φ как гармоническая функция характеризуется рядом свойств; их следует учитывать при расчете потенциальных течений.

Если в потенциальном потоке выделить замкнутую поверхность S , то

$$\int_S \frac{\partial \varphi}{\partial n} dS = 0 \quad (II.14)$$

где n — направление внешней нормали к данной поверхности. С помощью этой зависимости можно доказать, что потенциал скорости не имеет максимума или минимума внутри объема жидкости. Экстремум потенциала и максимум скорости достигаются лишь на границах потока. В замкнутом объеме жидкости, на всех границах которого соблюдается условие $\partial \varphi / \partial n = 0$ (непротекания), потенциальное течение отсутствует.

Производные любых порядков по координатам от гармонической функции φ также удовлетворяют уравнению Лапласа, т. е. могут рассматриваться, как потенциалы некоторых новых безвихревых течений. Поскольку уравнение Лапласа является линейным, для него справедлив принцип наложения (суперпозиции) решений, согласно которому

$$\varphi = \sum_{k=1}^n C_k \varphi_k, \quad (II.15)$$

где φ_k — ряд известных решений уравнения Лапласа, C_k — постоянные, или функции времени.

Метод построения более общих решений с помощью зависимости (II.15) представляет принцип сложения потенциальных потоков, широко используемый в гидромеханике. Для его реализации необходимо, чтобы граничные условия, которым удовлетворяют функции φ и φ_k , были линейными.

Известен ряд основных решений уравнения Лапласа. Они позволяют, используя принцип наложения потоков, решать задачи об обтекании различных тел. Эти решения несколько различаются в случае пространственных и плоских потоков.

Пространственные потенциальные течения. 1. Однородный поток в пространстве. Потенциал однородного потока имеет вид

$$\varphi = v_{\infty x} x + v_{\infty y} y + v_{\infty z} z, \quad (II.16)$$

где $v_{\infty} = \sqrt{v_{\infty x}^2 + v_{\infty y}^2 + v_{\infty z}^2}$ — постоянная скорость однородного потока. В случае когда скорость потока направлена вдоль оси x ,

$$\varphi = v_{\infty} x, \quad (II.17)$$

а функция тока этого осесимметричного потока в цилиндрических координатах (x, r^*)

$$\psi = v_{\infty} r^{*2} / 2. \quad (II.18)$$

2. Источник и сток в пространстве. Потенциал источника или стока в сферических координатах, расположенного в их начале,

$$\varphi = \pm \frac{Q}{4\pi} \frac{1}{r}, \quad (II.19)$$

где Q — интенсивность источника (стока), $\text{м}^3/\text{с}$. Знак «+» относится к стоку, а «-» — к источнику. Скорость в любой точке пространства определяется соотношением

$$|\vec{v}| = \frac{Q}{4\pi} \frac{1}{r^2}. \quad (II.20)$$

В начале координат, т. е. в центре источника (стока), при $r \rightarrow 0$ скорость $v \rightarrow \infty$; это особая точка. Если центр источника (стока) расположен в точке с декартовыми координатами x_1, y_1, z_1 , то в формуле (II.19) следует полагать $r = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2}$. Поток источника и стока осесимметричного и в цилиндрических координатах z, r^* функция тока этого потока

$$\psi = \pm \frac{Q}{4\pi} \left(1 \pm \frac{z}{z^2 + r^{*2}} \right). \quad (II.21)$$

Функция

$$\varphi = 1/r \quad (11.22)$$

называется потенциалом единичного источника и рассматривается как фундаментальное решение уравнения Лапласа.

3. Диполь в пространстве. Потенциал

$$\varphi = \frac{m \cos(n, r)}{4\pi r^2} \quad (11.23)$$

описывает течение вокруг диполя; он представляет предел потенциалов источника и стока равной интенсивности, расположенных на оси n и вблизи друг от друга; направление n от стока к источнику представляет собой ось диполя (рис. 11.1). Если центр диполя совпадает с началом цилиндрической системы координат,

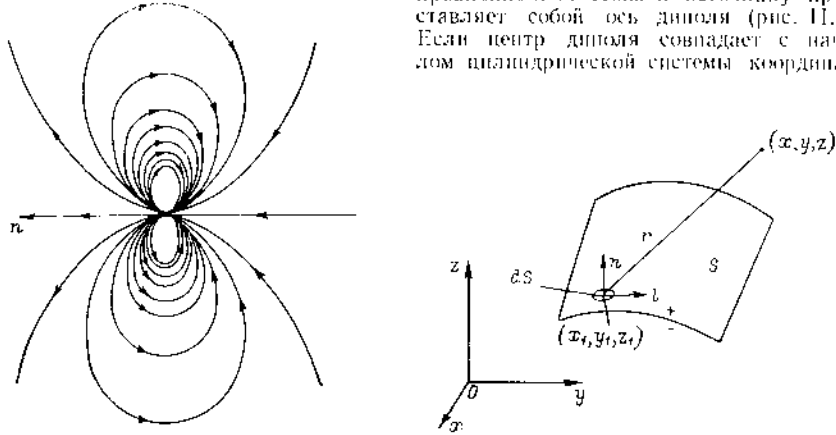


Рис. 11.1. Диполь в пространстве.

Рис. 11.2. Простой слой.

а его ось с осью z этой системы, то потенциал скорости и функция тока имеют вид

$$\varphi = \frac{m}{4\pi} \frac{z}{(z^2 + r^{*2})^{3/2}}; \quad (11.24)$$

$$\psi = \frac{m}{4\pi} \frac{r^{*2}}{(z^2 + r^{*2})^{3/2}}. \quad (11.25)$$

Постоянная m называется моментом диполя, а точка, где $r \rightarrow 0$ (особая точка), — центром диполя. Функция

$$\varphi = \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{r} \quad (11.26)$$

представляет потенциал единичного диполя с осью, имеющей направление n . Потенциалы вида

$$\varphi = \frac{\partial^k}{\partial n_1 \partial n_2 \dots \partial n_k} \frac{1}{r}, \quad (11.27)$$

где n_1, n_2, \dots, n_k — различные направления в данной точке, описывают потоки, создаваемые единичными мультиполями порядка k , т. е. сложными комбинациями источников и стоков, расположенных в данной точке. В сферических координатах потенциал (11.27) имеет вид

$$\varphi = \frac{Y_k(\theta, \epsilon)}{r^{(k+1)}}, \quad (11.28)$$

где Y_k — сферические функции.

Источники, стоки, диполи и мультиполи называются гидродинамическими особенностями, так как в их центре скорость стремится к бесконечности и неразрывность потока там нарушается.

4. Простой слой. Непрерывное распределение по некоторой поверхности S слоя источников (или стоков) с интенсивностью $\sigma_1(x_1, y_1, z_1)$ — размерности в м²/с — создает в точках пространства с координатами x, y, z потенциал скорости, называемый потенциалом простого слоя:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\sigma_1}{r} dS. \quad (11.29)$$

Характерными свойствами его являются непрерывность функции φ и ее производной $\partial\varphi/\partial l$ по направлению касательной l (рис. 11.2) к поверхности, где расположен простой слой. Производная по нормали к этой поверхности $\partial\varphi/\partial n$ терпит разрыв, причем разность нормальных производных с внешней «+» и внутренней «-» по отношению к нормали стороны поверхности

$$\frac{\partial\varphi}{\partial n_+} - \frac{\partial\varphi}{\partial n_-} = \sigma_1. \quad (11.30)$$

Таким образом, если на поверхностях в жидкости нормальная составляющая скорости потока терпит разрыв, то действие на поток таких поверхностей можно заменить простым слоем с интенсивностью

$$\sigma_1 = v_{n_+} - v_{n_-}. \quad (11.31)$$

5. Двойной слой. Непрерывное распределение на поверхности диполей с интенсивностью $\sigma_2(x_1, y_1, z_1)$ — размерностью м²/с, оси которых в каждой ее точке совпадают с внешней нормалью n , создает потенциал двойного слоя:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi} \int_S \sigma_2 \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{r} dS = \frac{1}{4\pi} \int_S \sigma_2 \frac{\cos(n, r)}{r^2} dS. \quad (11.32)$$

В точках внешней стороны поверхности S значение этого потенциала

$$\varphi_+ = \frac{\sigma_2}{2} + \frac{1}{4\pi} \int_S \sigma_2 \frac{\cos(n, r)}{r^2} dS, \quad (11.33)$$

а при переходе с внешней «+» на внутреннюю «-» сторону поверхности S потенциал (11.32) терпит разрыв

$$\varphi_+ - \varphi_- = -\sigma_2. \quad (11.34)$$

Нормальная производная $\partial\varphi/\partial n$ этого потенциала на поверхности S непрерывна, а касательная $\partial\varphi/\partial l$ терпит разрыв

$$\frac{\partial\varphi}{\partial l_+} - \frac{\partial\varphi}{\partial l_-} = \frac{\partial\sigma_2}{\partial l}, \quad (11.35)$$

т. е.

$$v_{l_+} - v_{l_-} = \frac{\partial\sigma_2}{\partial l}. \quad (11.36)$$

Так как поверхность разрыва касательной к ней составляющей скорости эквивалентна вихревому слою, то потенциал двойного слоя описывает безвихревое движение, возникающее вне поверхности, на которой расположен вихревой слой.

В теории потенциала [38] показано, что в общем случае потенциал скорости в любой точке пространства, ограниченного внутри замкнутой гладкой поверхностью S (поверхность Ляпунова), может быть представлен через его значения φ и $\partial\varphi/\partial n$ в точках этой поверхности с помощью зависимости

$$\varphi = \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\partial\varphi}{\partial n} \frac{1}{r} dS - \frac{1}{4\pi} \int_S \varphi \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{r} dS, \quad (11.37)$$

т. е. в виде суммы потенциалов простого (с интенсивностью $\sigma_1 = \partial\varphi/\partial n$) и двойного (с интенсивностью $\sigma_2 = \varphi$) слоев.

Плоские потенциальные течения. При описании и исследовании плоских потенциальных течений широко используются методы, основанные на свойствах функций комплексного переменного. Для всякого потенциального потока, рассматриваемого в плоскости комплексного переменного $z = x + iy$, существует характеристическая функция $w(z)$. Вещественная часть этой функции — потенциал скорости φ , а коэффициент при мнимой части — функция тока ψ данного плоского потока, т. е.

$$w(z) = \varphi + i\psi. \quad (11.38)$$

Производная характеристической функции по комплексному переменному в соответствующих точках плоскости, — комплексная скорость потока

$$v = \frac{dw}{dz} = v_x - iv_y. \quad (11.39)$$

Модуль комплексной скорости равен модулю истинной скорости, а ее направление совпадает с направлением зеркального отражения вектора истинной скорости отно-

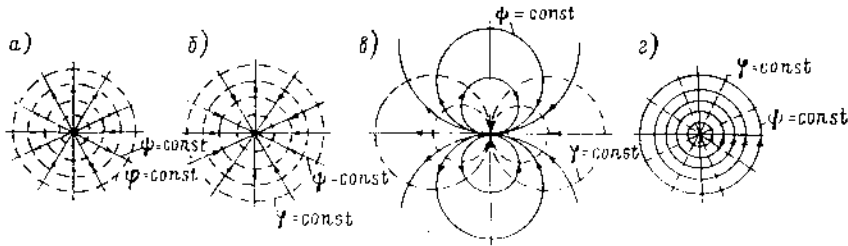


Рис. 11.3. Простейшие плоские потоки: а — плоский источник; б — сток; в — плоский диполь; г — циркуляционный поток.

сительно вещественной оси x . Для удобства выделения вещественной и мнимой частей функции $w(z)$ иногда рационально представлять комплексное число в полярных координатах

$$z = r^* e^{i\theta} = r^* (\cos \theta + i \sin \theta). \quad (11.40)$$

Для получения характеристических функций более сложных потоков можно применить метод суперпозиции, т. е. искать $w(z)$ в виде суммы

$$w(z) = \sum_{i=1}^n c_i w_i(z), \quad (11.41)$$

где c_i — постоянные или функции времени, причем в этом случае

$$\varphi = \sum_{i=1}^n c_i \varphi_i; \quad \psi = \sum_{i=1}^n c_i \psi_i.$$

Рассмотрим основные плоские потенциальные потоки.

1. Плоский однородный поток. Характеристическая функция однородного потока, имеющего скорость v_∞ , направленную под углом α к оси x , имеет вид

$$w(z) = v_\infty e^{-i\alpha} z. \quad (11.42)$$

В частном случае потока, текущего вдоль оси,

$$w(z) = v_\infty z. \quad (11.43)$$

2. Источник и сток на плоскости. Поток, создаваемый источником или стоком, расположенным на плоскости в начале координат, имеет характеристическую функцию

$$w(z) = \pm \frac{Q}{2\pi} \ln z, \quad (11.44)$$

где знак «+» относится к источнику, а знак «-» — к стоку. Множитель Q (размерность m^3/c) представляет интенсивность источника или стока. Линии тока и линии равного потенциала такого потока показаны на рис. 11.3, а и б. Потенциал и функция тока в полярных координатах имеют вид

$$\varphi = \pm \frac{Q}{2\pi} \ln r^*; \quad \psi = \pm \frac{Q}{2\pi} \theta. \quad (11.45)$$

Модуль скорости в любой точке плоскости $|v| = Q/2\pi r^*$; в начале координат при $r^* \rightarrow 0$ $|v| \rightarrow \infty$, т. е. там находится особая точка. Если центр источника или стока расположен в точке с комплексной координатой z_1 , то

$$w(z) = \pm \frac{Q}{2\pi} \ln(z - z_1), \quad (11.46)$$

при этом

$$\varphi = \pm \frac{Q}{2\pi} \ln r, \quad (11.47)$$

где $r = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}$.

3. Диполь на плоскости. Характеристическая функция

$$w(z) = -\frac{m}{2\pi} \frac{e^{i\alpha}}{z} \quad (11.48)$$

описывает потенциальный поток плоского диполя с моментом m (размерность m^3/c) и осью, направленной под углом α к оси x . Модуль скорости в любой точке плоскости определяется формулой

$$|v| = m/(2\pi r^2), \quad (11.49)$$

показывающей, что начало координат, где $r^* \rightarrow 0$, является особой точкой. Если ось диполя направлена в сторону, противоположную оси x , то

$$w(z) = m/(2\pi z), \quad (11.50)$$

причем

$$\varphi = \frac{m}{2\pi} \frac{\cos \theta}{r^*}, \quad \psi = -\frac{m}{2\pi} \frac{\sin \theta}{r^*}. \quad (11.51)$$

Линии тока и эквипотенциальные линии такого потока представляют окружности и показаны на рис. 11.3, в. Потенциал диполя, расположенного в произвольной точке, имеющего ось n ,

$$\varphi = \frac{m}{2\pi} \frac{\partial}{\partial n} \ln r, \quad (11.52)$$

где $r = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}$.

4. Плоский циркуляционный поток. Он возникает вокруг точечного вихря, расположенного в начале координат, т. е. в поперечном сечении бесконечной прямолинейной вихревой нити, и имеет характеристическую функцию

$$w(z) = \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln z, \quad (11.53)$$

где Γ — циркуляция скорости по произвольному замкнутому контуру, охватывающему начало координат. В этом потоке

$$\varphi = \frac{\Gamma}{2\pi} \theta; \quad \psi = -\frac{\Gamma}{2\pi} \ln r^*. \quad (11.54)$$

Потенциал φ представляет многозначную функцию, а линии тока составляют систему концентрических окружностей, как указано на рис. 11.3, г. Модуль скорости

$$|v| = \Gamma/(2\pi r^*) \quad (11.55)$$

в начале координат содержит особую точку.

5. Вихресточник. В результате наложения источника и циркуляционного потока можно получить характеристическую функцию вихресточника

$$\omega(z) = \frac{Q - i\Gamma}{2\pi} \ln z. \quad (11.56)$$

Модуль скорости этого потока

$$|v| = \frac{\sqrt{Q^2 + \Gamma^2}}{2\pi r^*}, \quad (11.57)$$

а линии тока представляют семейство логарифмических спиралей с центром в начале координат, где расположена особая точка. Если источники, вихревые нити или диполи непрерывно распределены на некоторой плоской кривой, то они вызывают на плоскости потенциальное течение. Потенциал от непрерывно распределенных с интенсивностью $q(t)$ источников имеет вид

$$\varphi = \frac{1}{2\pi} \int q(t) \ln r dt, \quad (11.58)$$

где $r = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}$. Потенциал от непрерывно распределенных с интенсивностью $\gamma(t)$ вихрей (рис. 11.4)

$$\varphi = \frac{1}{2\pi} \int \gamma(t) \operatorname{arctg} \frac{y - y_1}{x - x_1} dt, \quad (11.59)$$

а от непрерывно распределенных диполей с моментами $m(t)$

$$\varphi = \frac{1}{2\pi} \int m(t) \frac{\partial}{\partial n} \ln r dt, \quad (11.60)$$

где n - направление оси диполя, совпадающее с нормалью к кривой l в данной ее точке.

По аналогии с пространственным случаем у потенциала, определенного по выражению (11.58), при переходе через кривую l терпит разрыв его производная по нормали (11.30), а у потенциала формулы (11.60) терпит разрыв сама функция (11.34) и ее производная по направлению касательной.

В общем случае на безграничной плоскости вне замкнутого контура, ограниченного кривой l , потенциал плоского течения можно представить в виде потенциалов простого и двойного слоев

$$\varphi = \frac{1}{2\pi} \int \frac{\partial \varphi}{\partial n} \ln r dt - \frac{1}{2\pi} \int \varphi \frac{\partial}{\partial n} \ln r dt. \quad (11.61)$$

Наряду с потенциалом скорости при расчетах течений жидкости можно использовать понятие потенциала ускорений. В соответствии с уравнением Эйлера (11.1) в случае однородной жидкости при потенциальных массовых силах

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \operatorname{grad} \left(-\frac{p}{\rho} + U \right),$$

поэтому функцию

$$u = -\frac{p}{\rho} + U \quad (11.62)$$

можно рассматривать, как потенциал ускорений. Этот потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа, т. е. является гармонической функцией:

$$\Delta u = 0. \quad (11.63)$$

Если рассматривается избыточное динамическое давление, то

$$u = -p, \rho. \quad (11.64)$$

Потенциал ускорений $u(x, y, z, t)$ можно применять для изучения как безвихревых, так и вихревых течений. В частности, его удобно использовать при описании течения позади крыла, где на вихревой поверхности касательная к ней скорость терпит разрыв, а давление и, следовательно, u непрерывны. Для построения функции u можно использовать формулы, аналогичные формулам (11.29), (11.32) и (11.37) [62].

§ 5. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ПОТЕНЦИАЛЬНЫХ ТЕЧЕНИЙ И ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ

Для нахождения потенциала скорости течения, удовлетворяющего уравнению Лапласа, необходимо сформулировать граничные, а в случае неустановившегося течения и начальные условия. Граничные условия бывают двух основных типов - кинематические, т. е. накладывающие ограничения на поле скорости, и динамические (для давления). Виды этих граничных условий для ряда характерных задач обтекания тел, показанных на рис. 11.5, рассмотрены ниже.

При обтекании тела потоком, направленным вдоль оси x , потенциал скорости можно записать в виде

$$\Phi = v_\infty x + \varphi, \quad (11.65)$$

где φ - потенциал вызванных скоростей.

При движении тела в неограниченной жидкости со скоростью \vec{v}_t (рис. 11.5, а) потенциал вызванных скоростей φ должен удовлетворять на поверхности S тела условию непротекания (11.4). На бесконечности жидкость находится в покое, т. е.

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = \vec{v}_t \cdot \vec{n} \text{ на } S; \quad \varphi \rightarrow 0 \text{ при } r \rightarrow \infty. \quad (11.66)$$

В случае обтекания неподвижного тела в безграничной жидкости (рис. 11.5, б) согласно формуле (11.3)

$$\frac{\partial \varphi}{\partial n} = -v_\infty \cos(n, x) \text{ на } S; \quad \varphi \rightarrow 0 \text{ при } r \rightarrow \infty. \quad (11.67)$$

Граничные условия (11.66) и (11.67) характерны в математике для задачи Пеймана, имеющей единственное (с точностью до постоянной, которую можно положить равной нулю) решение.

В случае обтекания крыла конечного размаха в неограниченной жидкости (рис. 11.5, в) помимо условия непротекания на его поверхности S должно соблюдаться динамическое условие непрерывности давления при переходе с верхней на нижнюю сторону образующейся за ним щели S_1 свободных вихрей, а также отсутствия вызванных скоростей далеко перед крылом:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \text{ на } S; \quad p_n = p_{\bar{n}} \text{ на } S_1; \quad \varphi \rightarrow 0 \text{ при } x \rightarrow -\infty. \quad (11.68)$$

При обтекании тела под свободной поверхностью жидкости, имеющей ограниченную глубину (рис. 11.5, г), помимо условий непротекания на его поверхности S и на дне S_2 необходимо выполнять условия постоянства давления на поверхности воли S_3 и отсутствия волн и вызванных скоростей далеко перед и за телом, т. е.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \text{ на } S \text{ и } S_2; \quad p = \text{const на } S_3; \quad \varphi \rightarrow 0 \text{ при } x \rightarrow \pm \infty. \quad (11.69)$$

В случае обтекания тела вблизи поверхности раздела жидкостей S_{11} с различной плотностью (ρ_1 и ρ_2), например воздуха и воды (рис. 11.5, д), помимо условия непротекания на его поверхности S , соблюдается условие непрерывности давления и нормальной скорости при переходе из верхней жидкости в нижнюю (на S_{11}), а также условие отсутствия волн и вызванных скоростей далеко перед телом и за ним:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \text{ на } S; \quad p_n = p_{\bar{n}} \text{ и } v_{n1} = v_{n2} \text{ на } S_{11}; \quad \varphi \rightarrow 0 \text{ при } x \rightarrow \pm \infty. \quad (11.70)$$

Если тело обтекается с каверной, в которой давление p_k постоянно, то на части его поверхности S , не охваченной каверной (рис. II.5, *e*), соблюдается условие непротекания, а на границе каверны S_k , обтекаемой потоком, давление постоянно:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \text{ на } S; \quad p = p_k \text{ на } S_k; \quad \Phi \rightarrow 0 \text{ при } x \rightarrow \pm \infty. \quad (\text{II.71})$$

В ряде представленных случаев граничные условия заданы на поверхностях, форма которых заранее неизвестна (вихревая пелена, свободная поверхность, поверхность раздела, поверхность каверны); это вызывает дополнительные трудности при

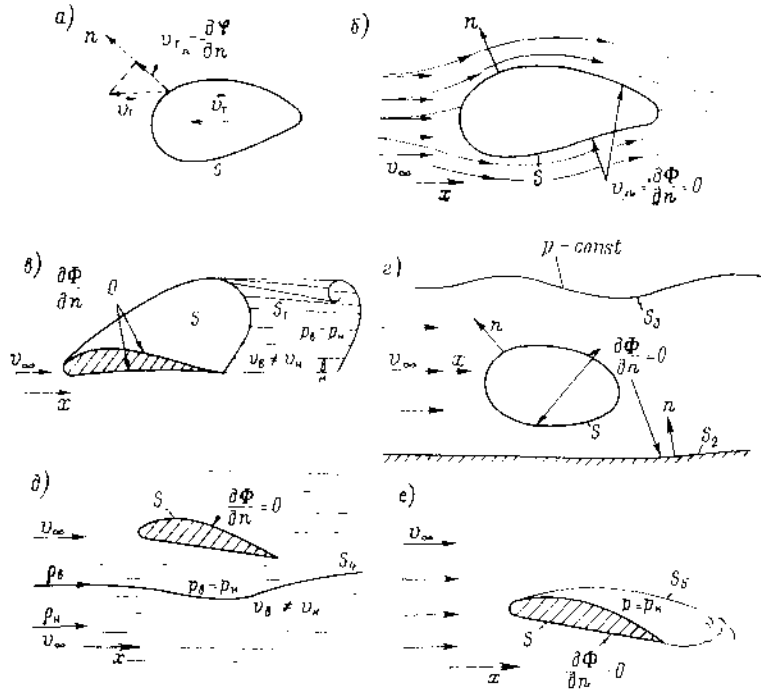


Рис. II.5. Характерные случаи потенциального обтекания тел: *a* — движение тела в неограниченной жидкости; *b* — обтекание тела в неограниченной жидкости; *c* — обтекание крыла в неограниченной жидкости; *d* — обтекание тела с волнообразованием на свободной поверхности; *e* — обтекание тела с волнообразованием на поверхности раздела; *e* — обтекание тела с кавитацией.

решении таких смешанных краевых задач о потенциале скорости, так как приводит к их нелинейности. Иногда возможно упрощение нелинейных условий за счет переноса их на поверхности, вид которых заранее известен (например, плоскости) и устранения в них произведений производных искомого функции Φ ; такой прием линеаризации задач позволяет применять принцип суперпозиции при их решении.

Разработано несколько методов решения потенциальных краевых задач. Некоторые методы позволяют получить аналитические решения в замкнутой форме, однако во многих практически интересных случаях необходимо использовать численные методы, поэтому реализация решений возможна лишь с помощью ЭВМ. Для решения задач о потенциальных течениях применяют следующие основные методы: 1) наложения простых потоков; 2) конформных отображений; 3) разделения переменных; 4) интегральных уравнений; 5) функций Грина; 6) сращиваемых асимптотических разложений; 7) конечных элементов; 8) конечных разностей; 9) аналогий. Рассмотрим основные особенности и области применения этих методов.

Метод наложения простых потоков. Метод наложения позволяет решать задачи об обтекании некоторых простых по форме тел потоком безграничной жидкости в случае осесимметричных и плоских потоков. При этом тело в потоке заменяется действием источников, стоков, вихрей или диполей. Для получения тел, ограниченных замкнутой поверхностью или контуром, необходимо, чтобы суммарный расход заменяющих их источников и стоков был равен нулю. В табл. II.1 показаны результаты решения нескольких характерных задач, полученные методом наложения дискретных гидродинамических особенностей.

При решении задачи об обтекании тела заданной формы подбор заменяющих его гидродинамических особенностей и выбор мест их расположения вызывает большие трудности. Эти трудности можно преодолеть, если рассматривается обтекание тонких тел. Тонким называется тело, у которого характерный продольный размер

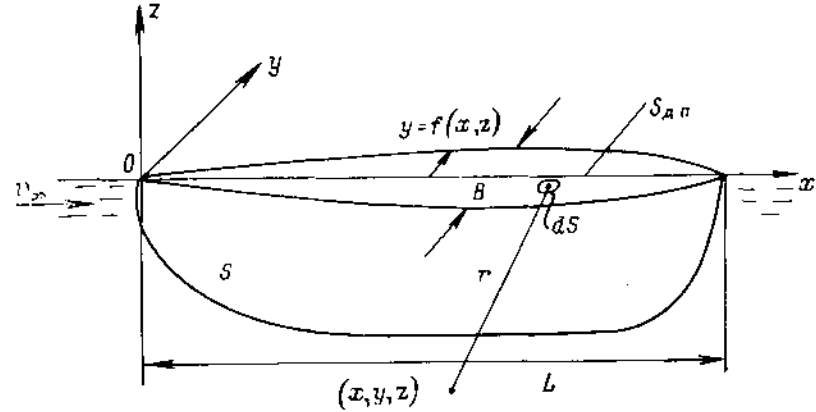


Рис. II.6. Обтекание тонкого тела.

(длина L , хорда b профиля) значительно больше характерного поперечного размера (ширины B , толщины). Действие таких тел на поток допустимо приближенно заменить гидродинамическими особенностями, расположенными на их срединной плоскости. Тела судовой формы можно заменить в потоке источниками, расположенными в диаметральной плоскости $S_{дп}$, т. е. простым слоем [см. формулу (II.29)] с интенсивностью

$$\sigma_1 = 2v_\infty \frac{\partial f}{\partial x}, \quad (\text{II.72})$$

где $y = f(x, z)$ — уравнение ординат поверхности S тела (рис. II.6). Тогда потенциал обтекания тела при $L \gg B$ в безграничной жидкости

$$\Phi = v_\infty x + \frac{v_\infty}{2\pi} \int_{S_{дп}} \frac{\partial f}{\partial x} \frac{dS}{r}. \quad (\text{II.73})$$

Обтекание тонких крыльев изучают, заменяя их действие вихревым слоем.

Метод конформных отображений. Этот метод можно использовать для расчета только плоских потенциальных потоков. Он состоит в применении функции, позволяющей преобразовать рассматриваемое течение в плоскости комплексного переменного $z = x + iy$ во вспомогательную плоскость комплексного переменного $\zeta = \xi + i\eta$, где оно будет иметь более простой вид.

Обычно при расчете обтекания плоских контуров ищут преобразующую функцию $z = f(\zeta)$, отображающую внешность круга в плоскости ζ на внешность данного контура в виде ряда Лорана

$$z = m_{-1} \frac{1}{\zeta} + m_0 + \frac{m_1}{\zeta} + \frac{m_2}{\zeta^2} + \dots, \quad (\text{II.74})$$

Т а б л и ц а 11.1. Характеристические функции и потенциалы обтекания простейших плоских и осесимметричных тел

Вид обтекаемого тела	Характеристическая функция, или потенциал пространственного обтекания	Гидродинамические особенности
Круговой цилиндр радиусом R , обтекаемый вдоль оси x	$\omega(z) = v_\infty \left(z + \frac{R^2}{z} \right)$	Плоский диполь в точке $z = 0$
Круговой цилиндр радиусом R , обтекаемый под углом α к оси x с циркуляцией Γ	$\omega(z) = v_\infty \left(ze^{-i\alpha} + \frac{R^2 e^{i\alpha}}{z} \right) + \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln z$	Плоский диполь и циркуляционный поток в точке $z = 0$
Овал Рэнкина длиной $L = 2l$, расположенный вдоль оси x	$\omega(z) = v_\infty \left(z + \frac{l^2 - a^2}{2a} \ln \frac{z-l}{z+a} \right)$	Плоский источник в точке $z = -a$ и сток в точке $z = a$
Овал Кельвина, расположенный поперек потока вдоль оси y ; $L/B = 1,21$	$\omega(z) = v_\infty \left(z + 2ia \ln \frac{z-ia}{z+ia} \right)$	Циркуляционные потоки — Γ в точке $z = ia$ и Γ , $z = -ia$; $ \Gamma = 4\pi v_\infty a$
Круговой цилиндр между параллельными стенками в канале шириной $2a$ при $a \gg R$	$\omega(z) = v_\infty \left(z + \frac{a}{\pi} \operatorname{sh}^2 \frac{\pi R}{a} \operatorname{cth} \frac{\pi z}{a} \right)$	Бесконечный ряд диполей на мнимой оси $z = \pm i\pi 2a$; $n = 0, 1, 2, \dots$
Выхрь вблизи кругового цилиндра радиусом R	$\omega(z) = \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln \frac{z(z+b)}{z + \frac{R^2}{b}}$	Три циркуляционных потока: — Γ при $z = 0$, — Γ при $z = -b$ и Γ при $z = -R^2/b$
Источник вблизи кругового цилиндра радиусом R	$\omega(z) = \frac{Q}{2\pi} \ln \frac{\left(z - \frac{R^2}{b} \right) (z-b)}{z}$	Три плоских источника интенсивностью Q при $z = b$, $z = -R^2/b$ и — Q при $z = 0$
Сфера радиусом R , обтекаемая вдоль оси x	$\varphi = v_\infty \left(r + \frac{R^3}{2r^2} \right) \cos \theta$	Пространственный диполь в точке $r = 0$
Оноид вращения (Рэнкина), обтекаемый вдоль продольной оси	$\varphi = v_\infty x \frac{1}{1 + \frac{(x+a)^2 + r^2}{R^2}}$	Пространственный источник интенсивностью Q при $x = -a$ и — Q в точке $x = a$. При $a \rightarrow \infty$ обтекание попутста

где m_i — постоянные (в общем случае комплексные) коэффициенты. Для определенности отображения достаточно соответствия либо трех точек плоскостей z и ζ , либо одной точки и одного произвольного направления.

Иногда, особенно при расчете струйных течений, образом границы потока во вспомогательной плоскости могут быть фигуры не в виде круга (полуплоскости, плоскости с разрезом и т. п.), для построения преобразующей которых требуется применять функции формулы Шварца—Кристоффеля [38].

Зная характеристическую функцию $\omega(\zeta)$ обтекания круга (т. е. кругового цилиндра) радиусом R в плоскости ζ потоком v_∞ под углом α к вещественной оси, можно найти характеристическую функцию исследуемого потока в плоскости z , если из системы соотношений исключить вспомогательное переменное ζ :

$$\omega(\zeta) = v_\infty \left(\zeta e^{-i\alpha} + \frac{R^2}{\zeta} e^{i\alpha} \right) + \frac{\Gamma_\zeta}{2\pi i} \ln \zeta; \quad z = f(\zeta), \quad (11.75)$$

где v_∞ — скорость потока в плоскости ζ на ∞ , Γ_ζ — циркуляция скорости вокруг цилиндра. Для этого следует обратить преобразующую функцию, т. е. найти зависимость $\zeta = f_1(z)$, и в функции $\omega(\zeta)$ сделать замену переменных. Комплексная скорость в соответственных точках плоскостей z и ζ связана зависимостью

$$\frac{d\omega(z)}{dz} = \frac{d\omega(\zeta)}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dz} = \frac{d\omega(\zeta)}{d\zeta} \frac{1}{dz/d\zeta}. \quad (11.76)$$

Это соотношение можно использовать для расчета скорости $d\omega/dz$, если исключение переменного ζ произвести не удастся. В соответствии с зависимостью (11.76), если преобразующая функция имеет вид (11.74), то скорость потока v_∞ в плоскости z $v_\infty z = v_\infty / m_1$. Чтобы векторы скорости в плоскостях z и ζ на бесконечности были равны $v_\infty = v_\infty$, необходимо $m_1 = 1$. При конформном отображении циркуляция скорости вокруг контуров не изменяется, т. е. $\Gamma_z = \Gamma_\zeta = \Gamma$; не изменяется и интенсивность источника $Q_z = Q_\zeta$.

Задача об определении коэффициентов m_i ряда Лорана (11.74) для контура произвольной формы представляет значительные трудности [91].

Семейство симметричных форм контуров, близких к очертаниям шпангоутов судов, можно получить с помощью преобразующей функции, предложенной Льюисом

$$z = m_1 \zeta + \frac{m_2}{\zeta} + \frac{m_3}{\zeta^3}. \quad (11.77)$$

Для расчета асимметричных (накренных) контуров шпангоутов (см. с. 59) допустимо использовать преобразующую функцию

$$z = \zeta + \frac{m_1}{\zeta} + \frac{m_2}{\zeta^2} + \frac{m_3}{\zeta^3}, \quad (11.78)$$

коэффициенты m_i которой связаны с тремя параметрами накренного шпангоута зависимостями, установленными Н. А. Кудрявцевой [45]. Применение преобразующих функций для расчета обтекания профилей крыльев рассмотрено в § 25.

Метод разделения переменных. Метод разделения переменных (метод Фурье) дает возможность получить в аналитическом виде частные решения уравнения Лапласа, которые в случае применения принципа их суперпозиции позволяют строить общие решения уравнения в виде рядов. Характеристические числа и коэффициенты последних определяются с помощью граничных условий задачи. При использовании этого метода в зависимости от системы координат, выбор которой обусловлен характером изучаемого течения, частные решения имеют различный вид. Метод можно применять как для решения пространственных, так и плоских задач. Существо метода состоит в представлении искомого частного решения уравнения Лапласа в виде

произведения независимых функций выбранных ортогональных координат q_1, q_2, q_3 , т. е.

$$\varphi = \varphi_1(q_1) \varphi_2(q_2) \varphi_3(q_3), \quad (II.79)$$

что позволяет свести это уравнение в частных производных к системе трех обыкновенных дифференциальных уравнений, каждое из которых определяет свою функцию φ_i . Рассмотрим виды решений при использовании наиболее часто применяемых в гидромеханике координатных систем.

1. Декартовы координаты (x, y, z) . Записав частное решение в виде $\varphi = \varphi_1(x) \times \varphi_2(y) \varphi_3(z)$, можно показать, что уравнению (I.41) удовлетворит функция

$$\varphi = (Ae^{ik_1x} + Be^{-ik_1x})(Ce^{ik_2y} + De^{-ik_2y})(Ee^{k_3z} + Fe^{-k_3z}), \quad (II.80)$$

где k_1, k_2, k_3 — характеристические числа, связанные зависимостью

$$k_1^2 + k_2^2 = k_3^2, \quad (II.81)$$

причем k_1 и k_2 — произвольные постоянные. Используя принцип суперпозиции, общее решение уравнения (I.41) можно представить в виде бесконечных двойных рядов Фурье по $k_1 = 0, 1, 2, 3, \dots$ и $k_2 = 0, 1, 2, 3, \dots$, постоянные $A_k, B_k, C_k, D_k, E_k, F_k$ которых определяются из граничных условий.

Построение потенциала с помощью функций (II.80) удобно, если границы потока параллельны координатным осям. В частности, соотношение (II.80) применяется при изучении волн относительно малой амплитуды на глубокой, мелкой воде и в прямоугольных каналах.

2. Цилиндрические координаты (z, r^*, θ) . Частное решение $\varphi = \varphi_1(z) \varphi_2(\theta) \times \varphi_3(r^*)$, удовлетворяющее уравнению (I.42) и условию периодичности $\varphi_2(\theta) = \varphi_2(\theta + 2\pi)$, имеет вид

$$\varphi = (Ae^{kz} + Be^{-kz})(C \cos m\theta + D \sin m\theta) [EJ_m(r^*k) + FK_m(r^*k)], \quad (II.82)$$

где $J_m(r^*k)$ и $K_m(r^*k)$ — функции Бесселя первого и второго рода порядка m ; k и m — характеристические числа ($k = 0, 1, 2, \dots$; $m = 0, 1, 2$). Если решение должно быть ограничено при $r^* \rightarrow \infty$, то постоянную F в формуле (II.82) следует положить равной нулю. Если течение симметрично относительно оси z , то $m = 0$ и частное решение

$$\varphi = (Ae^{kz} + Be^{-kz}) J_0(r^*k), \quad \text{где } k = 0, 1, 2, \dots \quad (II.83)$$

Общие выражения для потенциала могут строиться в виде двойных рядов, состоящих из членов типа указанных в формуле (II.82), или ординарных рядов в случае решения (II.83). Исследование течений, создаваемых кольцевыми и в виде дисков источниками, диполями, а также концентрических волн, вызываемых точечными возмущениями, и расчет обтекания осесимметричных тел в трубах можно производить, применяя потенциалы вида (II.83).

В случае полярных координат (r^*, θ) на плоскости частное решение уравнения Лапласа $\varphi = \varphi_1(r^*) \varphi_2(\theta)$ имеет вид

$$\varphi = (Ar^{*k} + Br^{*-k})(\cos k\theta + D \sin k\theta), \quad (II.84)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$ — характеристические числа. При $k = 0$

$$\varphi = (C0 + D)(A \ln r^* + B). \quad (II.85)$$

Это частное решение позволяет выделить потенциалы плоского источника и циркуляционного потока.

3. Сферические координаты (r, θ, ε) . Частное решение $\varphi = \varphi_1(r) \varphi_2(\theta) \varphi_3(\varepsilon)$ уравнения (I.43), конечное при любых значениях ε , имеет вид

$$\varphi = (Ar^n + B/r^{n+1})(C \cos m\theta + D \sin m\theta) P_n^m(\cos \varepsilon),$$

где характеристические числа $n = 0, 1, 2, \dots$; $m = 0, 1, 2, \dots$, а $P_n^m(\cos \varepsilon)$ представляет присоединенную функцию Лежандра первого рода степени n , порядка m ,

Комбинация таких решений позволяет получить частное решение более общего вида

$$\varphi = (Ar^n + B/r^{n+1}) Y_n(\theta, \varepsilon), \quad (II.86)$$

где поверхностные сферические функции степени n

$$Y_n(\theta, \varepsilon) = \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \varepsilon) [C_m \cos m\theta + D_m \sin m\theta].$$

Общее представление для потенциала может быть построено в виде ряда по числам n , постоянные A_n и B_n в котором определяются из граничных условий задачи.

4. Координаты вытянутого эллипсоида вращения (λ, μ, θ) . Частное решение, ограниченное при $\mu = \pm 1$, имеет вид

$$\varphi = A Q_n^m(\lambda) P_n^m(\mu) \cos m\theta, \quad (II.87)$$

где m и n — характеристические числа ($m = 0, 1, 2, \dots$; $n = 0, 1, 2, \dots$); $P_n^m(\mu)$ и $Q_n^m(\lambda)$ определяют присоединенные функции Лежандра первого и второго рода порядка m степени n .

В случае симметричного относительно оси z потока, потенциал которого ограничен,

$$\varphi = A P_n(\mu) Q_n(\lambda); \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (II.88)$$

где $P_n(\mu)$ и $Q_n(\lambda)$ — полиномы Лежандра и функции Лежандра второго рода.

Построение φ в виде рядов с помощью суперпозиции частных решений (II.88) позволяет получить потенциал скоростей продольного обтекания тел вращения вдоль оси z в виде

$$\Phi = v_{\infty} c \lambda \mu + \sum_{n=1}^{\infty} v_{\infty} c A_n P_n(\mu) Q_n(\lambda), \quad (II.89)$$

а с помощью (II.87) — потенциал обтекания их поперек оси вращения

$$\Phi = v_{\infty} c \sqrt{\lambda^2 - 1} \sqrt{1 - \mu^2} \cos \theta + \sum_{n=1}^{\infty} v_{\infty} c A_n P_n^1(\mu) Q_n^1(\lambda) \cos \theta. \quad (II.90)$$

Коэффициенты A_n этих рядов определяются с помощью граничных условий непротекания жидкости на поверхности тел [49].

В случае продольного обтекания эллипсоида вращения, у которого $\lambda = \lambda_0 = a/c$, где a — продольная и b — поперечная полуоси, $c = \sqrt{a^2 - b^2}$ — его линейный эксцентриситет, в формуле (II.89) лишь $A_1 \neq 0$ и

$$\Phi = v_{\infty} c \lambda \mu - v_{\infty} c \lambda_0 \mu \frac{\frac{1}{2} \lambda \ln \frac{\lambda + 1}{\lambda - 1} - 1}{\frac{1}{2e} \ln \frac{1+e}{1-e} - \frac{1}{1-e^2}}, \quad (II.91)$$

причем скорость на его поверхности

$$v = v_{\mu} = \frac{v_{\infty} e^3 \sqrt{\frac{1-\mu^2}{1-e^2\mu^2}}}{e - \frac{1-e^2}{2} \ln \frac{1+e}{1-e}}, \quad (II.92)$$

где $e = c/a = 1/\lambda_0$.

При обтекании эллипсоида вращения поперек полуоси a , в соответствии с формулой (II.90)

$$\Phi = v_{\infty} c \sqrt{\lambda^2 - 1} \sqrt{1 - \mu^2} \left[1 + \frac{\lambda_0 \left(\frac{1}{2} \ln \frac{\lambda + 1}{\lambda - 1} + \frac{\lambda}{1 - \lambda^2} \right)}{2 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda_0^2 - 1} - \frac{1}{2} \lambda_0 \ln \frac{\lambda_0 + 1}{\lambda_0 - 1}} \right] \cos \theta. \quad (II.93)$$

Обтекание трехосных эллипсоидов удобно изучать с применением эллиптических пространственных координат [42, 55].

Метод интегральных уравнений. Этот метод основан на замене действия тел на поток гидродинамическими особенностями — источниками, диполями или вихрями, непрерывно распределенными по поверхности тела, а для некоторых тел (тонкие тела) по мало отличающейся от их поверхности плоскости или вдоль их оси симметрии (тела вращения).

Если тело имеет произвольную форму и движется в неограниченной жидкости (см. рис. II.5, а), то потенциал его вызванных скоростей в любой точке жидкости можно представить в соответствии с формулой (II.37), где функции $\partial\varphi/\partial n$ характеризуется условием (II.66). Чтобы определить потенциал, следует найти его значения в точках поверхности тела. Для этого необходимо решить интегральное уравнение

$$\varphi + \frac{1}{2\pi} \int_S \varphi \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{r} dS = \frac{1}{2\pi} \int_S \frac{\partial\varphi}{\partial n} \frac{1}{r} dS, \quad (II.94)$$

в котором правая часть представляет известную функцию. Подставив полученные значения φ во второе слагаемое правой части формулы (II.37), найдем решение задачи.

Иной путь при изучении обтекания тела произвольной формы состоит в замене его действия на поток слоем источников с интенсивностью σ_1 , непрерывно распределенных по его поверхности S . Потенциал обтекания тела

$$\Phi = v_{\infty} x + \frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\sigma_1}{r} dS. \quad (II.95)$$

Удовлетворяя на поверхности S условию непротекания (II.67), получаем интегральное уравнение для определения функции $\sigma_1(x_1, y_1, z_1)$, где x_1, y_1, z_1 — координаты точек поверхности тела,

$$\sigma_1 = \frac{1}{2\pi} \int_S \sigma_1 \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{r} dS + 2v_{\infty} \cos(n, r). \quad (II.96)$$

Уравнения (II.94) и (II.96) представляют собой интегральные уравнения Фредгольма второго рода с ядром

$$K = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{r} = -\frac{1}{2\pi} \frac{\cos(n, r)}{r^2}, \quad (II.97)$$

где n — внешняя нормаль в данной точке к поверхности S , а r — расстояние от этой точки до любой другой точки поверхности. Известно, что решение таких интегральных уравнений существует и является единственным, если поверхность гладкая (поверхность Ляпунова). Интенсивность источников должна удовлетворять условию

$$\int_S \sigma_1 dS = 0. \quad (II.98)$$

Получить в замкнутом аналитическом виде решение уравнений (II.94) и (II.96) даже для тел простой формы не удается. Применяются два основных пути получения решения, которые требуют использования численных методов и ЭВМ. Первый путь состоит в удовлетворении уравнения, например (II.96), в дискретных точках

на поверхности S . Это позволяет свести решение его к системе линейных алгебраических уравнений вида

$$\sigma_{1i} = 2v_{\infty} \cos(n, x) - \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^N \sigma_{1k} \frac{\cos(n_i, r_{ik})}{r_{ik}} \Delta S_k \quad \text{при } i \neq k, \quad (II.99)$$

где σ_{1k} — значение интенсивности в k -й точке на площадке ΔS_k . Второй путь представляет метод итераций, согласно которому интенсивность σ_1 определяется в виде сходящегося ряда

$$\sigma_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_{1n}, \quad (II.100)$$

$$\text{где } \sigma_{1_1} = \int_S K \sigma_{1_0} dS \dots \sigma_{1_n} = \int_S K \sigma_{1_{n-1}} dS, \quad \text{причем}$$

$$\sigma_{1_0} = 2v_{\infty} \cos(n, x). \quad (II.101)$$

Методы получения решений уравнения (II.96) разработаны для тел произвольной формы Гессом и Смитом [105], Л. А. Масловым [53], В. П. Хоничевым [93].

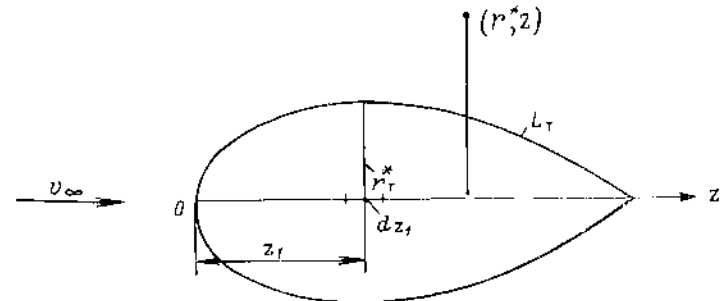


Рис. II.7. Обтекание тела вращения.

В случае расчета продольного обтекания тела вращения по его поверхности распределяют кольцевые источники. Потенциал обтекания (II.95) в цилиндрических координатах (рис. II.7)

$$\Phi = v_{\infty} z - \frac{2v_{\infty}}{\pi} \int_0^{L_T} \frac{\eta(\bar{z}_1) r_T^* \sqrt{1 + r_T^{*2}}}{(z - z_1)^2 + (r_T^* + r^*)^2} K^*(k) dz_1, \quad (II.102)$$

а безразмерная интенсивность кольцевых источников $\eta(\bar{z}_1)$ определяется с помощью интегрального уравнения, полученного из условия непротекания на поверхности тела вращения:

$$\pi r_T^* r^* = -\pi \eta r_T^* \sqrt{1 + r_T^{*2}} + \int_0^{L_T} \eta K^*(k) dz_1; \quad (II.103)$$

$$K^* = \frac{r_T^* \sqrt{1 + r_T^{*2}}}{\sqrt{(z - z_1)^2 + (r_T^* + r^*)^2}} [\xi E(k) - K(k)];$$

$$\xi = \frac{1 + r_T^* \frac{r^* - r_T^*}{z - z_1}}{1 + \left(\frac{r^* - r_T^*}{z - z_1} \right)^2} + \frac{r^* + r_T^*}{1 + \left(\frac{r^* - r_T^*}{z - z_1} \right)^2} \frac{r_T^* \frac{r^* + r_T^*}{z - z_1}}{z - z_1},$$

где $r_T^*(z)$ — радиусы обвода L_T тела вращения;

$$\bar{z}_1 = z_1/L_T; \quad r_T^* = dr_T^*/dz; \quad k = 2 \sqrt{\frac{r_T^* r_T^*}{(z - z_1)^2 + (r_T^*)^2}}$$

$K(k)$ и $E(k)$ — полные эллиптические интегралы первого и второго рода.

Способ решения уравнения (II.102) путем сведения его к системе алгебраических уравнений был разработан Институтом математики СО АН СССР [11], а также Вандроом [115] и Л. А. Масловым. На рис. II.8 показан результат расчета скорости

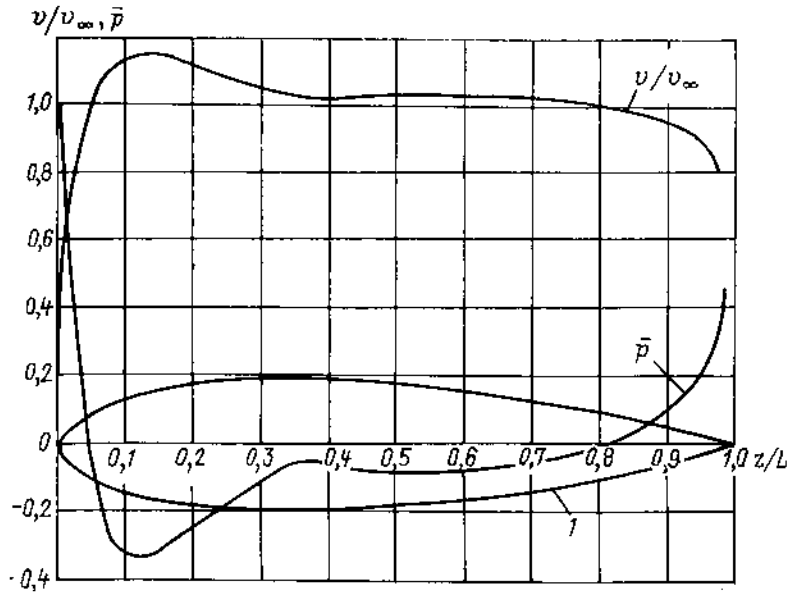


Рис. II.8. Распределение скорости и коэффициента давления вдоль поверхности тела вращения.
l — обвод тела.

v/v_∞ и коэффициента давления \bar{p} на поверхности тела вращения, выполненного этим методом в Сибирском отделении АН СССР. Метод расчета продольного и поперечного обтекания тел вращения, основанный на замене поверхности тела в потоке непрерывным распределением по ней кольцевых вихрей и определением их интенсивности с помощью интегральных уравнений, разработан А. Н. Патрашевым [63].

Расчет продольного обтекания тел вращения, основанный на замене их действия в потоке диполями, непрерывно распределенными вдоль оси z тела, с интенсивностью $m(z)$, позволяет записать функцию тока в цилиндрических координатах:

$$\Psi = \frac{v_\infty}{2} r^{*2} - \frac{r^{*2}}{4\pi} \int_{L_1}^{L_2} \frac{m(z_1) dz_1}{[(z - z_1)^2 + r^{*2}]^{3/2}} \quad (II.104)$$

Условие непротекания на поверхности тела $\Psi = 0$ приводит к интегральному уравнению Фредгольма первого рода для определения функции $m(z_1)$:

$$\int_{L_1}^{L_2} \frac{m dz_1}{[(z - z_1)^2 + r_T^{*2}]^{3/2}} = 2\pi v_\infty, \quad (II.105)$$

где $r_T^*(z)$ — уравнение обвода тела вращения, а $L_2 - L_1 \leq L$ отрезок оси, на котором расположены диполи [106].

В более общем случае, когда задана нормальная производная потенциала φ вызванных скоростями на поверхности, касательная производная $\partial\varphi/\partial l$ (т. е. касательная составляющая вызванной скорости) по любому направлению l вдоль поверхности S определяется с помощью интегрального уравнения

$$\frac{\partial\varphi}{\partial l} = \frac{1}{2\pi} \int_S \frac{\partial\varphi}{\partial l} \int_l^{l_m} \frac{\partial}{\partial n} \frac{\partial}{\partial l} \frac{1}{r} dl dS = \frac{1}{2\pi} \int_S \frac{\partial\varphi}{\partial n} \frac{\partial}{\partial l} \frac{1}{r} dS, \quad (II.106)$$

где l_m — максимальное значение, достигаемое криволинейной координатой l на поверхности S (например, на ее границе).

Метод функций Грина. Функция Грина $G(x, y, z, x_1, y_1, z_1)$ — функция источника — представляет собой потенциал единичного источника, расположенного в точке с координатами x_1, y_1, z_1 , удовлетворяющий уравнению Лапласа $\Delta G = 0$ и всем граничным условиям рассматриваемой краевой задачи, кроме условия непротекания на поверхности S тела, обтекание которого рассчитывается. Функцию Грина можно записать в виде

$$G = 1/r + G_1, \quad (II.107)$$

где G_1 — гармоническая во всей области, занятой жидкостью, функция. В неограниченной жидкости $G_1 = 0$. Нахождение функции Грина краевой задачи при сложных граничных условиях, показанных на рис. II.5, z, ∂, e , связано с большими трудностями; для некоторых задач с волновыми граничными условиями функции G даны в гл. IV.

При изучении обтекания тела вблизи плоской границы ($z = 0$), где $\partial\varphi/\partial n = 0$ или $\varphi = 0$, функция G_1 представляет потенциал зеркально отраженного относительно этой плоскости источника (при $\partial\varphi/\partial n = 0$) или стока (при $\varphi = 0$), т. е.

$$G = \frac{1}{r} \pm \frac{1}{r_1}, \quad (II.108)$$

где

$r = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z - z_1)^2}$; $r_1 = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2 + (z + 2h)^2}$, $z_1 = h$ — расстояние центра источника или стока от плоскости $z = 0$. Функция Грина позволяет строить потенциал обтекания тела, ограниченного поверхностью S , в виде

$$\Phi = v_\infty x + \frac{1}{4\pi} \int_S \sigma_1 G dS, \quad (II.109)$$

Интенсивность источников σ_1 определяется из условия непротекания $\partial\Phi/\partial n = 0$ на поверхности тела, позволяющего получить интегральное уравнение Фредгольма второго рода

$$\sigma_1 = \frac{1}{2\pi} \int_S \sigma_1 \frac{\partial G}{\partial n} dS = 2v_\infty \cos(n, x). \quad (II.110)$$

В случае обтекания тела вблизи твердой стенки, совпадающей с плоскостью oxy оно примет вид

$$\sigma_1 = \frac{1}{2\pi} \int_S \sigma_1 \left(\frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{r} + \frac{\partial}{\partial n} \frac{1}{r_1} \right) dS = 2v_\infty \cos(n, x). \quad (II.111)$$

Методы решения этих интегральных уравнений аналогичны изложенным для уравнения (II.96). Метод функций Грина может быть использован и для решения плоских краевых задач.

Метод сращиваемых асимптотических разложений. В ряде случаев эффективным для получения приближенных выражений потенциала скорости является метод, основанный на сращивании упрощенных асимптотических выражений для потенциала в различных областях потока, например φ_0 вблизи тела (внутреннее решение) и φ_∞ на большем удалении от него (внешнее решение). Он позволяет создать способ расчета обтекания удлиненных тел, у которых продольный размер L значительно больше их характерных поперечных размеров. Рассмотрим продольное, вдоль оси z , обтекание со скоростью v_∞ тела вращения, имеющего наибольший диаметр D_T , полагая $D_T/H \ll 1$. Можно показать, что производная потенциала вызванных скоростей $\varphi(z, r^*)$ на поверхности тела $\partial\varphi/\partial z$ представляет малую величину более высокого порядка, чем производная $\partial\varphi/\partial r^*$. Это свойство удлиненных тел нарушается в их оконечностях, где применение основанной на нем теории приводит к ошибкам.

Учитывая указанное свойство, можно течение вблизи тела в каждом поперечном его сечении приближенно рассматривать как плоское с потенциалом $\varphi_{II}(r^*)$, удовлетворяющим уравнению Лапласа

$$\frac{\partial^2 \varphi_{II}}{\partial r^{*2}} + \frac{1}{r^*} \frac{\partial \varphi_{II}}{\partial r^*} = 0 \quad (II.112)$$

(если принять $\partial\varphi_{II}/\partial n \approx \partial\varphi_{II}/\partial r^*$, где n — нормаль к поверхности тела) и граничному условию непротекания

$$\frac{\partial \varphi_{II}}{\partial r^*} = v_\infty \frac{dr_T^*}{dz} \text{ при } r^* = r_T^* \quad (II.113)$$

где $r_T^*(z)$ — уравнение контура продольного сечения тела. Это позволяет применять для нахождения потенциала φ_0 методы плоской задачи; ему соответствует плоский источник. Однако плоские потенциальные потоки в различных поперечных сечениях удлиненного тела не являются независимыми. Их связь можно учесть, если потенциал для внутреннего решения записать в виде

$$\varphi_0 = \varphi_{II} + f(z) = \frac{q(z)}{2\pi} \ln r^* + f(z), \quad (II.114)$$

где $f(z)$ — функция, учитывающая влияние трехмерности обтекания тела; $q(z) = -v_\infty dS/dz$ — интенсивность плоских источников, расположенных на оси z тела; $S(z) = \pi r_T^{*2}$ — площадь поперечного сечения тела.

Потенциал φ_∞ на большем удалении от тела (внешнее решение) можно представить как сумму потенциалов пространственных источников, расположенных на оси тела:

$$\varphi_\infty = -\frac{1}{4\pi} \int_0^L \frac{dS}{dz} \frac{dz_1}{\sqrt{(z-z_1)^2 + r^{*2}}} \quad (II.115)$$

Находя асимптотическое разложение этого потенциала при малых r^* и сравнивая его с выражением (II.114), т. е. производя тем самым процедуру сращивания решений, можно найти следующее выражение для функции $f_A(z)$:

$$f(z) = -\frac{S'(z)}{4\pi} \ln [4z(L-z)] - \frac{1}{4\pi} \int_0^L \left[\frac{S'(z_1) - S'(z)}{|z-z_1|} \right] dz_1.$$

Таким образом, в применяемом методе трехмерность потока вблизи тела учитывается функцией $f(z)$, а также частично правой частью упрощенного граничного условия (II.113).

В случае применения изложенной теории давление определяется соотношением

$$p = p_\infty - \rho v_\infty \frac{\partial \varphi_0}{\partial z} - \frac{\rho}{2} \left(\frac{\partial \varphi_0}{\partial v^*} \right)^2. \quad (II.116)$$

Функция $f(z)$ обращается в ноль, если при расчете обтекания поперечных сечений тела не используются источники, т. е. $q = 0$. Это возможно при поперечном обтекании тел вращения, а также в поперечных сечениях крыла, рассматриваемого, как тонкая несущая поверхность, заменяемая в потоке диполями. Метод сращиваемых асимптотических разложений используют и для решения более сложных краевых потенциальных задач, в том числе в теории крыла [69, 99], а также в гидродинамике судна [111].

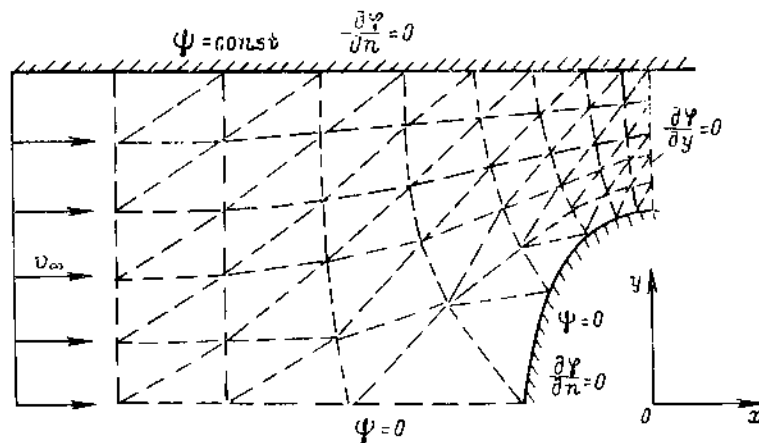


Рис. II.9. Разбиение области плоского потока на конечные элементы.

Метод конечных элементов. В вариационном исчислении показано [38], что решение краевой задачи для уравнения Лапласа эквивалентно нахождению функции φ или ψ , обеспечивающей минимум некоторого функционала I . Этот функционал зависит от граничных условий. В случае плоской задачи, когда на границах потока задана нормальная производная потенциала скорости, соответствующий функционал имеет вид

$$I_\varphi = \frac{1}{2} \int_S \left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y} \right)^2 \right] dx dy - \int_l \frac{\partial \varphi}{\partial n} \varphi dl, \quad (II.117)$$

где l — границы области S потока, на которых значение $\partial\varphi/\partial n$ известно. Если для того же потока искомой является функция тока ψ , то соответствующий ей функционал

$$I_\psi = \frac{1}{2} \int_S \left[\left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \psi}{\partial y} \right)^2 \right] dx dy. \quad (II.118)$$

Функционалы I_φ и I_ψ содержат производные более низкого порядка, чем соответствующие им уравнения Лапласа $\Delta\varphi = 0$ и $\Delta\psi = 0$.

Для нахождения функций φ или ψ , обеспечивающих минимум этих функционалов, целесообразно воспользоваться методом конечных элементов (МКЭ). Согласно этому методу вся область рассматриваемого плоского потока разбивается сеткой на конечное число k малых областей (рис. II.9). В пределах каждой области функция φ или ψ может быть аппроксимирована сравнительно простой за-

висимостью. Следовательно, интегралы в функционалах I_Φ и I_Ψ заменяются конечной суммой

$$I_{\Phi, \Psi} = \sum_{i=1}^k I_{\Phi, \Psi}^e \quad (11.119)$$

Потенциал (или функцию тока) в области одного конечного элемента Φ^e можно аппроксимировать линейной зависимостью $\Phi^e = \sum_{i=1}^3 \Phi_i N_i(x, y)$, функции N_i которой могут быть выражены через координаты вершин треугольника и текущие координаты x, y .

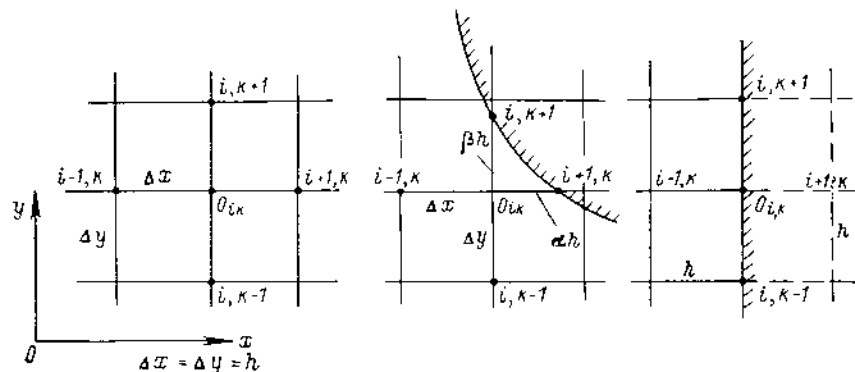


Рис. 11.10. Разностный метод.

Используя выражение (11.119), запишем функционал (11.117) или (11.118) для каждого элементарного треугольника и выполним требование его минимизации, т. е.

$$\frac{\partial I_{\Phi}^e}{\partial \Phi_i} = 0 \text{ или } \frac{\partial I_{\Psi}^e}{\partial \Psi_i} = 0 \text{ при } i = 1, 2, 3. \quad (11.120)$$

В результате будем иметь систему трех линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных значений функций Φ_i или Ψ_i в вершинах. Поступая аналогичным образом для всех треугольников, можно получить систему алгебраических уравнений для определения значений искомых функций Φ_i или Ψ_i во всех выделенных точках области течения. Формировать матрицы, содержащие коэффициенты этих уравнений, и решать системы уравнений следует с помощью стандартных программ на ЭВМ. В качестве конечных элементов, в зависимости от формы границ потока, можно использовать также треугольники с криволинейными сторонами (или иные фигуры), а точки, где разыскиваются функции Φ_i и Ψ_i , принимать не в вершинах, а на их сторонах.

Метод МКЭ позволяет решать также задачи осесимметричного и пространственного обтекания тел. Более удобно использовать его в случае, когда область течения является ограниченной. Возможно обобщение метода для расчета течений с циркуляцией скорости и с волнообразованием на свободной поверхности [31, 37].

Разностные методы. При численном решении этими методами уравнения Лапласа для потенциала скорости или функции тока (плоская задача) требуются разбиение области течения с помощью сетки. В случае прямоугольной или квадратной сетки, связанной с декартовыми координатами (рис. 11.10), уравнение Лапласа $\Delta\psi = 0$ в окрестностях точки $O_{ik}(x, y)$ можно с погрешностью порядка h^2 аппроксимировать в виде центрально-разностного оператора:

$$\Delta\psi = \frac{\psi_{i+1, k} - 2\psi_{i, k} + \psi_{i-1, k}}{h^2} + \frac{\psi_{i, k+1} - 2\psi_{i, k} + \psi_{i, k-1}}{h^2},$$

т. е.

$$\psi_{i+1, k} + \psi_{i-1, k} + \psi_{i, k+1} + \psi_{i, k-1} - 4\psi_{i, k} = 0. \quad (11.121)$$

Составляя такие уравнения последовательно для всех узлов сетки и полагая граничные значения функции ψ известными, получим систему линейных алгебраических уравнений для определения значений ψ_{ik} в узлах.

В случае необходимости использования неравносторонней сетки (в области резкого изменения ψ или вблизи границ) оператор Лапласа принимает вид

$$\Delta\psi = \frac{2}{h^2} \left[\psi_{i+1, k} \frac{1}{\alpha(1+\alpha)} + \psi_{i-1, k} \frac{1}{1+\alpha} + \psi_{i, k+1} \frac{1}{\beta(1+\beta)} + \psi_{i, k-1} \frac{1}{1+\beta} - \psi_{i, k} \frac{\alpha + \beta}{\alpha\beta} \right]. \quad (11.122)$$

При решении задачи Неймана для функции ψ , когда на твердой границе задано условие $\partial\psi/\partial n = 0$, для построения оператора можно воспользоваться введением фиктивной, т. е. за стенкой, части течения, продолжив туда сетку (см. рис. 11.10) и полагая $\psi_{i+1, k} = \psi_{i-1, k}$. Иными словами, оператор в этой области потока примет вид

$$2\psi_{i+1, k} + \psi_{i, k+1} + \psi_{i, k-1} - 4\psi_{i, k} = 0. \quad (11.123)$$

Возможно использование и других видов разностных операторов, в том числе основанных на применении треугольных или иных элементов сетки. Разностные методы применяются и в случае расчета осесимметричных и трехмерных течений. Для реализации сеточных методов необходимо использовать ЭВМ при решении систем алгебраических уравнений [38, 72, 74].

Методы аналогий. Метод исследования потенциальных плоских и пространственных потоков с помощью электрогидродинамической аналогии (ЭГДА) основан на том, что поля потенциала скорости ψ и электрического потенциала напряжения u_0 удовлетворяют уравнению Лапласа, т. е.

$$\Delta\psi = 0 \text{ и } \Delta u_0 = 0. \quad (11.124)$$

Вектор плотности электрического тока \vec{i}_0 аналогичен вектору скорости потока:

$$\vec{v} = \text{grad } \psi; \quad \vec{i}_0 = -c_0 \text{grad } u_0, \quad (11.125)$$

где c_0 — коэффициент электропроводности. Кроме того, существует аналогия в условиях непротекания на твердой границе и через неэлектропроводную поверхность:

$$\frac{\partial\psi}{\partial n} = 0 \text{ и } \frac{\partial u_0}{\partial n} = 0. \quad (11.126)$$

Поверхности $\psi = \text{const}$ и $u_0 = \text{const}$ совпадают. Это дает основание заменить исследование поля потенциала скорости исследованием поля потенциала u_0 в ванне с неподвижным электролитом (или на электропроводной бумаге в плоской задаче). Контур или тело, обтекание которого исследуется, выполняется из диэлектрика, что позволяет выполнить на его поверхности условия (11.126). Электрическое поле создается подключением источника постоянного тока к проводящим шинам, расположенным поперек исследуемого потока на достаточном расстоянии перед и за телом. Размеры электролитической ванны выбирают такими, чтобы обеспечить с достаточной степенью точности выполнение граничных условий изучаемой задачи. Значения напряжения u_0 или плотности тока i_0 в точках потока снимают с помощью щупов, соединенных с соответствующими измерительными приборами [85].

Значения коэффициента давления потока, если $c_0 = \text{const}$, вычисляют по формуле

$$\bar{p} = 1 - (i_0/i_{0\infty})^2, \quad (11.127)$$

где $i_{0\infty}$ значение плотности тока вдали от исследуемого тела.

Метод ЭГДА позволяет изучать как бесциркуляционные, так и циркуляционные плоские потоки; он эффективен при изучении обтекания пространственных тел вблизи твердых границ произвольной конфигурации или одних тел вблизи других.

Для исследования потенциальных потоков можно применять магнитно-гидродинамическую аналогию (МАГДА) [85]. Ток i_3 , проходящий по криволинейному проводнику, создает вокруг него магнитное поле с напряженностью H_3 , причем связь между H_3 и i_3 такая же, как скорости v и циркуляции Γ , и определяется формулой Био-Савара (1.58). Это дает основание для осуществления МАГДА, в которой аналогом вихревой нити является проводник, аналогом циркуляции Γ — ток i_3 , а аналогом вектора скорости — вектор напряженности H_3 магнитного поля.

§ 6. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ

Вычисление результирующей \vec{R} гидродинамических сил, действующих со стороны жидкости на тело, и ее момента \vec{M} — важная задача гидродинамики; методы ее решения применительно как к вязкой, так и к невязкой жидкости можно разделить на две группы.

К первой группе относятся методы, основанные непосредственно на интегрировании элементарных гидродинамических сил, приложенных к поверхности тела; это, в свою очередь, требует предварительного расчета поля скорости вблизи поверхности тела. Применение этих методов возможно также в случае, когда экспериментально измерено распределение давления и касательных напряжений при обтекании тела в вязкой жидкости. Основные расчетные формулы для вычисления гидродинамической реакции и ее момента при движении тела в вязкой жидкости или его обтекании следующие:

$$\vec{R} = \int_S \vec{p}_n dS; \quad \vec{M} = \int_S (\vec{r} \times \vec{p}_n) dS, \quad (II.128)$$

где \vec{p}_n — вектор напряжений поверхностных сил, определяемый согласно формуле (1.10); $\vec{r} = ix + jy + kz$ — радиус-вектор точки поверхности тела относительно начала связанной с ним системы координат.

В невязкой жидкости результирующая сила давления и ее момент составляет:

$$\vec{R} = - \int_S p \vec{n} dS; \quad \vec{M} = - \int_S p (\vec{r} \times \vec{n}) dS. \quad (II.129)$$

Входящее в эти формулы гидродинамическое давление в невязкой жидкости должно быть вычислено с помощью интегралов Бернулли (II.5) или Лагранжа (II.8).

Вторая группа методов позволяет вычислить гидродинамические реакции и их моменты, если известны характеристики потока на некотором удалении от тела. К ним относятся формулы, основанные на применении законов количества движения и моментов количества движения. Использование этих законов особенно эффективно, если обтекание тела установившееся. В этом случае закон количества движения можно сформулировать следующим образом: поток количества движения сквозь неподвижную замкнутую поверхность S_1 равен главному вектору всех сил, приложенных к жидкости, заключенной внутри этой контрольной поверхности, т. е.

$$\rho \int_{S_1} \vec{v} v_n dS = \int_{S_1} \vec{p}_n dS = \vec{R}, \quad (II.130)$$

где $v_n = \vec{v} \cdot \vec{n}$ — проекция скорости на направление внешней нормали n к данной точке контрольной поверхности; \vec{R} — главный вектор гидродинамических сил, действующих на твердое тело, расположенное внутри контрольной поверхности. К реакции \vec{R} необходимо добавить Архимедову силу поддержания.

В случае невязкой жидкости, когда $\vec{p}_n = -p\vec{n}$,

$$\vec{R} = - \rho \int_{S_1} \vec{v} v_n dS = - \int_{S_1} p \vec{n} dS \quad (II.131)$$

или, если исключить давление с помощью интеграла Бернулли,

$$\vec{R} = \rho \int_{S_1} \left(\vec{n} \frac{v^2}{2} - \vec{v} v_n \right) dS. \quad (II.132)$$

Применяя закон моментов количества движения для установившегося течения, получим

$$\rho \int_{S_1} (\vec{r} \times \vec{v}) v_n dS = \int_{S_1} (\vec{r} \times \vec{p}_n) dS = \vec{M}, \quad (II.132)$$

где \vec{M} — момент гидродинамической реакции относительно начала связанной с телом системы координат.

В случае невязкой жидкости

$$\vec{M} = - \rho \int_{S_1} (\vec{r} \times \vec{v}) v_n dS = - \int_{S_1} p (\vec{r} \times \vec{n}) dS \quad (II.133)$$

или

$$\vec{M} = \rho \int_{S_1} \left[(\vec{r} \times \vec{n}) \frac{v^2}{2} - (\vec{r} \times \vec{v}) v_n \right] dS.$$

Обычно соотношения (II.130)—(II.133) используют в виде их проекций на координатные оси. Если течение жидкости неустановившееся, то в левой части уравнения (II.130) необходимо дополнительно учесть изменение количества движения во времени внутри ее объема V , т. е.

$$\vec{R} = - \rho \int_{S_1} \vec{v} v_n dS + \int_{S_1} \vec{p}_n dS - \rho \frac{\partial}{\partial t} \int_V \vec{v} dV, \quad (II.134)$$

В случае плоской задачи при установившемся течении невязкой жидкости для вычисления сил и моментов можно пользоваться формулами С. А. Чаплыгина. Согласно первой формуле Чаплыгина действующая на тело, ограниченное контуром l , комплексно-сопряженная гидродинамическая реакция определяется соотношением

$$R_x - iR_y = i \frac{\rho}{2} \int_l \left(\frac{dw}{dz} \right)^2 dz. \quad (II.135)$$

Эта реакция имеет модуль

$$|R_x - iR_y| = |\vec{R}| = \sqrt{R_x^2 + R_y^2},$$

а ее направление представляет зеркальное отображение вектора \vec{R} гидродинамической реакции относительно вещественной оси комплексного переменного z . Вторая формула Чаплыгина позволяет определить момент M реакции \vec{R} относительно начала координат:

$$M = - \frac{\rho}{2} \operatorname{Recl} \int_l \left(\frac{dw}{dz} \right)^2 z dz. \quad (II.136)$$

Для использования формул (II.135) и (II.136) требуется знание комплексной скорости dw/dz потока. Контур интегрирования в случае потенциального течения может быть выбран в виде любого замкнутого контура l_1 , охватывающего тело.

Если плоское течение — вихревое, при вычислении комплексно-сопряженной реакции используют функцию тока $\psi(z)$. Тогда

$$v_x - iv_y = 2i\partial\psi/\partial z \text{ и } R_x - iR_y = -2\rho i \int \left(\frac{\partial\psi}{\partial z} \right)^2 dz.$$

Если комплексную скорость представить в виде разложения ее в ряд Лорана

$$\frac{d\omega}{dz} = A_0 + \frac{A_1}{z} + \frac{A_2}{z^2} + \dots, \quad (II.137)$$

где $A_n = \frac{1}{2\pi i} \int_{l_R} \frac{d\omega}{dz} z^{n-1} dz$, то коэффициент $A_0 = v_\infty e^{-i\alpha}$ — комплексная скорость потока на бесконечности, направленная под углом α к оси x ; $A_1 = -\Gamma/2\pi i$ (Γ — циркуляция скорости вокруг контура обтекаемого твердого тела); l_R — контур большого круга радиусом R с центром в начале координат.

В соответствии с формулами Чаплыгина (II.135) и (II.136), а также разложением (II.137) получим

$$R_x - iR_y = -i\rho\Gamma v_\infty e^{-i\alpha}, \quad (II.138)$$

$$M = -2\rho v_\infty \operatorname{Recl} (iA_2 e^{-i\alpha}). \quad (II.139)$$

Коэффициент A_2 зависит от формы обтекаемого контура.

Формула (II.138) представляет теорему Н. Е. Жуковского: при обтекании профиля на нем возникает гидродинамическая реакция, модуль которой $|\vec{R}| = \rho v_\infty \Gamma$, а направление можно определить, если вектор скорости \vec{v}_∞ повернуть на угол 90° в направлении, противоположном циркуляции.

Для вычисления гидродинамической реакции и момента при неустановившемся движении плоского контура l служат формулы Л. И. Седова. Если используется подвижная система координат, начало которой имеет скорость $\vec{v}_0 = v_{0x} + iv_{0y}$, а угловая скорость ω_0 , то реакция $\vec{R} = R_x + iR_y$ и ее момент относительно начала координат определяются зависимостями:

$$R_x + iR_y = i\rho\vec{v}_0\Gamma - i\rho z_m \frac{d\Gamma}{dt} + \frac{i\rho}{2} \int_l \left(\frac{d\omega}{dz} \right)^2 dz + \frac{d}{dt} \left[\rho \frac{d(Sz_c)}{dt} + \rho S\vec{v}_0 + i\rho \int_l \frac{d\omega}{dz} z dz \right], \quad (II.140)$$

$$M = -\frac{\rho}{2} z_m \bar{z}_m \frac{d\Gamma}{dt} + \operatorname{Recl} \left[-i\rho\vec{v}_0 \left(\frac{d(Sz_c)}{dt} + i \int_l \frac{d\omega}{dz} z dz \right) - \frac{i\rho}{2} \int_l \left(\frac{d\omega}{dz} \right)^2 z dz + \frac{\delta}{\delta t} \frac{1}{2} \int_l \frac{d\omega}{dz} z \bar{z} dz \right], \quad (II.141)$$

где S — площадь контура l ; z_c — комплексная координата его центра тяжести; z_m — координата точки контура, с которой сходит вихревой след, а производная вектора по времени относительно подвижной системы координат (например, вектора \vec{a}) имеет вид

$$\frac{\delta \vec{a}}{\delta t} = \frac{d\vec{a}}{dt} - i\omega_0 \vec{a}.$$

В случае поступательного движения контура с постоянной скоростью из зависимости (II.140) получается формула теоремы Жуковского.

Если при расчете пространственного обтекания тела его действие на поток заменяется распределенными источниками с интенсивностью $\sigma_1(x_1, y_1, z_1)$, т. е. потенциал вызванных скоростей имеет вид

$$\varphi = -\frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\sigma_1}{r} dS + \varphi^* - v_\infty x \quad (II.142)$$

(φ^* — гармоническая во всем пространстве функция, учитывающая влияние границ рассматриваемого потока на поле вызванных скоростей), то для вычисления действующих на тело гидродинамической реакции и ее момента можно применять формулы М. Г. Крейна [39]:

$$\left. \begin{aligned} \vec{R} &= -\rho \int_S \sigma_1(x_1, y_1, z_1) \operatorname{grad} [\varphi^*(x_1, y_1, z_1) - v_\infty x] dS; \\ \vec{M} &= -\rho \int_S \sigma_1(x_1, y_1, z_1) [\vec{r} \times \operatorname{grad} (\varphi^* - v_\infty x)] dS, \end{aligned} \right\} \quad (II.143)$$

где $\sigma_1(x_1, y_1, z_1)$ — известная интенсивность источников; $\vec{r} = i\vec{x}_1 + j\vec{y}_1 + k\vec{z}_1$ — радиус-вектор точки поверхности S тела относительно начала связанной с ним системы координат.

Когда в установившемся потоке невязкой жидкости вне поверхности S тела находятся гидродинамические особенности — источники, диполи, вихри, то под их влиянием на теле возникает гидродинамическая реакция и момент, для определения которых можно использовать формулы Лагалан [107]. В случае дискретных внешних по отношению к телу гидродинамических особенностей эти формулы имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \vec{R} &= -\rho \sum_{i=1}^N Q_i \vec{v}_\infty + \rho \sum_{i=1}^N Q_i \vec{v}_i + \rho \sum_{k=1}^K m_k \vec{n}_k \vec{v}_k - \rho \sum_{m=1}^M \Gamma_m \int_{L_m} \vec{v}_m \times d\vec{r}; \\ \vec{M} &= -\rho \left[\sum_{i=1}^N Q_i \vec{r}_i + \sum_{k=1}^K m_k \vec{n}_k \right] \times \vec{v}_\infty + \rho \sum_{m=1}^M \Gamma_m \int_{L_m} \vec{r}_m \times [\vec{v}_\infty \times d\vec{r}] + \\ &\quad + \rho \sum_{i=1}^N Q_i (\vec{r}_i \times \vec{v}_i) + \rho \sum_{k=1}^K m_k (\vec{n}_k \times \vec{v}_k) + \\ &\quad + \rho \sum_{k=1}^K m_k (\vec{r}_k \times \vec{n}_k \vec{v}_k) - \rho \sum_{m=1}^M \Gamma_m \int_{L_m} \vec{r}_m \times [\vec{v}_m \times d\vec{r}], \end{aligned} \right\} \quad (II.144)$$

где Q_i — интенсивность источников; \vec{v}_∞ — скорость потока на бесконечности; \vec{v}_i , \vec{v}_n , \vec{v}_h — скорость в местах расположения центров источников, диполей и осей вихревых нитей, которые создаются в них телом и всеми другими особенностями, кроме данной; $m_k \vec{n}_k$ — моменты диполей с осями, орты которых \vec{n}_k ; Γ_m — циркуляция вокруг вихревых нитей длиной L_m и с направленным элементом $d\vec{r}$; $\vec{r}_i, \vec{r}_n, \vec{r}_h, \vec{r}_m$ — расстояния центров особенностей или точек оси вихревой нити от начала координат;

$$\vec{v} = i \frac{\partial}{\partial x} + j \frac{\partial}{\partial y} + k \frac{\partial}{\partial z}.$$

Формулы Лагалан могут быть обобщены и на случай непрерывного распределения особенностей в пространстве вне тела, а также для учета влияния мультиполей,

расположенных в потоке [40]. Формулы Лагальи целесообразно применять при изучении процессов взаимодействия тел в жидкости и влияния границ потока на их обтекание.

§ 7. ВЫЧИСЛЕНИЕ ИНЕРЦИОННЫХ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЙ И КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ЖИДКОСТИ

При движении тел в жидкости с ускорением в число сил и моментов, действующих на них, входят гидродинамические силы и моменты инерционной природы. Учет инерционных гидродинамических сил и моментов необходим также, когда при движении изменяется форма или объем тел, погруженных в жидкость.

Помимо формы тела на указанные силы влияет закон изменения скорости тела во времени, наличие свободной поверхности жидкости и твердых границ, а также вязкость жидкости. В настоящее время наиболее полно разработаны методы расчета инерционных сил для движения тел в сплошной невязкой жидкости. Непосредственный расчет инерционных гидродинамических сил и моментов возможен путем интегрирования нестационарной части давления по поверхности движущихся в жидкости тел. Однако более широко распространено их определение с помощью присоединенных масс.

Движение твердого тела в жидкости можно изучать, составляя уравнения его движения либо в подвижной системе координат x, y, z , связанной с телом, либо в системе координат x_1, y_1, z_1 , неподвижной в пространстве.

Если рассматривать движение тела в связанной с ним системе координат, то при наличии ускорения к нему будут приложены векторы инерционной гидродинамической силы $\vec{R}_{ин}$ и гидродинамического инерционного момента относительно начала координат $\vec{M}_{ин}$, определяемые из соотношений:

$$\left. \begin{aligned} \vec{R}_{ин} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \vec{\omega}_r \times \vec{B}; \\ \vec{M}_{ин} &= -\frac{\partial \vec{J}}{\partial t} - \vec{\omega}_r \times \vec{J} - \vec{v}_0 \times \vec{B}, \end{aligned} \right\} \quad (II.145)$$

где \vec{B} — вектор количества движения жидкости, окружающей тело; $\vec{\omega}_r$ — вектор мгновенной угловой скорости вращения тела; \vec{J} — вектор момента количества движения жидкости; \vec{v}_0 — вектор мгновенной скорости начала координат.

Уравнения движения тела в этом случае имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \vec{Q}}{\partial t} + \vec{\omega}_r \times \vec{Q} &= \vec{R} + \vec{R}_{ин}; \\ \frac{\partial \vec{L}}{\partial t} + \vec{\omega}_r \times \vec{L} + \vec{v}_0 \times \vec{Q} &= \vec{M} + \vec{M}_{ин} \end{aligned} \right\} \quad (II.146)$$

где \vec{Q} и \vec{L} — векторы количества движения и момента количества движения тела; \vec{R} и \vec{M} — главный вектор и главный момент внешних сил, приложенные к телу.

К внешним относятся силы и моменты, приводящие тело в движение, а также гидродинамические силы и моменты, аналогичные тем, которые действуют на тело при его движении в жидкости без ускорения.

Для вычисления векторов \vec{B} и \vec{J} удобно воспользоваться их проекциями на оси координат, связанные с телом. С этой целью вводят систему обозначений:

$$\begin{aligned} B_x, B_y, B_z; J_x, J_y, J_z; \\ v_{0x}, v_{0y}, v_{0z}; \omega_{rx}, \omega_{ry}, \omega_{rz}; \end{aligned}$$

Тогда B_i вычисляется по формуле

$$B_i = \sum_{k=1}^6 \lambda_{ik} v_k, \quad (II.147)$$

а проекции гидродинамических инерционных сил и моментов в соответствии с выражениями (II.145) — по формулам:

$$\left. \begin{aligned} R_{ix} &= -\frac{\partial B_1}{\partial t} - \omega_{rx} B_3 + \omega_{rz} B_2; \\ R_{iy} &= -\frac{\partial B_2}{\partial t} - \omega_{ry} B_1 + \omega_{rx} B_3; \\ R_{iz} &= -\frac{\partial B_3}{\partial t} - \omega_{rz} B_2 + \omega_{ry} B_1; \\ M_{ix} &= -\frac{\partial B_4}{\partial t} - \omega_{ry} B_6 + \omega_{rz} B_5 - v_{0y} B_3 + v_{0z} B_2; \\ M_{iy} &= -\frac{\partial B_5}{\partial t} - \omega_{ry} B_4 + \omega_{rx} B_6 - v_{0z} B_1 + v_{0x} B_3; \\ M_{iz} &= -\frac{\partial B_6}{\partial t} - \omega_{rx} B_5 + \omega_{ry} B_4 - v_{0x} B_2 + v_{0y} B_1. \end{aligned} \right\} \quad (II.148)$$

в которых B_i можно заменить на λ_{ik} и v_k согласно формуле (II.147).

Величины λ_{ik} называются обобщенными присоединенными массами для данного тела. Они характеризуют количество движения и момент количества движения жидкости при движении в ней тела и позволяют выразить проекции вектора количества движения и вектора момента количества движения жидкости через составляющие скорости поступательного и вращательного движения твердого тела. Величины λ_{ik} с разными индексами могут иметь различные единицы измерения в зависимости от того, какой частный вид движения тела сообщает жидкости соответствующее количество движения. Если движение тела поступательное, то количество движения характеризуется присоединенной массой; при чисто вращательном движении количество движения жидкости определяется присоединенным моментом инерции. В случае сочетания поступательного и вращательного движения для вычисления количества движения необходимо дополнительно учесть присоединенные статические моменты масс. При этом $\lambda_{11}, \lambda_{22}, \lambda_{33}, \lambda_{12}, \lambda_{13}, \lambda_{23}$ имеют единицы измерения массы; $\lambda_{14}, \lambda_{15}, \lambda_{16}, \lambda_{24}, \lambda_{25}, \lambda_{26}, \lambda_{34}, \lambda_{35}, \lambda_{36}$ — единицы измерения статического момента; $\lambda_{44}, \lambda_{55}, \lambda_{66}, \lambda_{46}, \lambda_{54}, \lambda_{56}$ — единицы измерения момента инерции масс.

Значения λ_{ik} зависят от выбора связанной с телом системы координат. Для теоретического вычисления присоединенных масс при потенциальном движении жидкости служит общая формула

$$\lambda_{ik} = -\rho \int_S \frac{\partial \varphi_i}{\partial n} \varphi_k dS, \quad (II.149)$$

где φ_i и φ_k — потенциалы вызванных скоростей составляющих движения жидкости, соответствующих поступательному и вращательному движению тела относительно осей координат со скоростями v_{ik} , равными единице; S — поверхность тела. Предварительно решают задачу о нахождении потенциалов φ_i , после чего суммарный потенциал φ вычисляют по формуле

$$\varphi = \sum_{i=1}^6 \varphi_i v_i. \quad (II.150)$$

Для определения составляющих потенциалов необходимо найти решения уравнения Лапласа $\Delta\varphi_i = 0$. Эти решения подчиняют следующим граничным условиям на поверхности тела:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial\varphi_1}{\partial n} &= \cos(n, x); & \frac{\partial\varphi_2}{\partial n} &= \cos(n, y); & \frac{\partial\varphi_3}{\partial n} &= \cos(n, z); \\ \frac{\partial\varphi_4}{\partial n} &= y \cos(n, z) - z \cos(n, y); & \frac{\partial\varphi_5}{\partial n} &= z \cos(n, x) - x \cos(n, z); \\ \frac{\partial\varphi_6}{\partial n} &= x \cos(n, y) - y \cos(n, x). \end{aligned} \right\} \quad (II.151)$$

а в безграничной жидкости условию $\varphi_i \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$. Для решения данных задач можно воспользоваться методами § 5.

Знание присоединенных масс и составляющих v_i скорости движения тела позволяет вычислить кинетическую энергию жидкости $T_{ж}$, окружающей тело, согласно формуле

$$T_{ж} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^6 \sum_{k=1}^6 \lambda_{ik} v_i v_k. \quad (II.152)$$

Проекция вектора количества движения и момента количества движения жидкости на соответствующие оси подвижной системы координат определяют при помощи кинетической энергии:

$$B_i = \frac{\partial T_{ж}}{\partial v_i}. \quad (II.153)$$

Кинетическая энергия твердого тела

$$\begin{aligned} T_T = & \frac{1}{2} [m(v_1^2 + v_2^2 + v_3^2) + 2mv_1(v_5x_c - v_6y_c) + 2mv_2(v_6x_c - v_5z_c) + \\ & + 2mv_3(v_4y_c - v_4z_c) + I_x v_4^2 + I_y v_5^2 + I_z v_6^2 - 2I_{yz}v_5v_6 - 2I_{xz}v_4v_6 - 2I_{xy}v_4v_5], \end{aligned} \quad (II.154)$$

где m — масса тела; x_c, y_c, z_c — координаты центра инерции тела; I_x, I_y, I_z — моменты инерции массы тела относительно соответствующих осей координат; I_{yz}, I_{xy}, I_{xz} — центробежные моменты инерции тела. Поэтому полная кинетическая энергия системы тело—жидкость определяется как сумма величин

$$T = T_T + T_{ж}. \quad (II.155)$$

В случае поступательного движения тела вдоль оси x со скоростью $v_0 = v_1$ полная кинетическая энергия системы жидкость—тело составит

$$T = \frac{m + \lambda_{11}}{2} v_0^2. \quad (II.156)$$

а при вращении тела в жидкости вокруг оси z со скоростью $\omega_T = \omega_6$

$$T = \frac{I_z + \lambda_{66}}{2} \omega_T^2. \quad (II.157)$$

В общем случае движения твердого тела число значений присоединенных масс равно 36. Однако в неограниченной жидкости для них справедливо свойство взаимности, т. е. симметрии матрицы $[\lambda_{ik}]$, $i = 1 \div 6, k = 1 \div 6$:

$$\lambda_{ik} = \lambda_{ki}; \quad (II.158)$$

следовательно, число независимых величин λ_{ik} снижается до 21.

Изменением направления осей и положения начала системы координат можно достичь того, что $\lambda_{12} = \lambda_{13} = \lambda_{23} = 0$, а также $\lambda_{15} = \lambda_{24}, \lambda_{16} = \lambda_{34}, \lambda_{26} = \lambda_{35}$. Система координат, для которой справедливы эти равенства, называется главной

центральной системой. Точка твердого тела, совпадающая с началом этой системы, называется центральной точкой.

Для тела, симметричного относительно двух плоскостей xoy и xoz не равны нулю только восемь значений присоединенных масс: $\lambda_{11}, \lambda_{22}, \lambda_{33}, \lambda_{44}, \lambda_{55}, \lambda_{66}, \lambda_{26}, \lambda_{35}$. Для тела, симметричного относительно трех плоскостей координат, не равны нулю шесть величин: $\lambda_{11}, \lambda_{22}, \lambda_{33}, \lambda_{44}, \lambda_{55}, \lambda_{66}$. Для симметричного тела вращения, у которого осью служит ось x , не равны нулю лишь пять значений присоединенных масс: $\lambda_{11}, \lambda_{22}, \lambda_{33}, \lambda_{55}, \lambda_{66}$, причем $\lambda_{22} = \lambda_{33}$ и $\lambda_{55} = \lambda_{66}$.

В случае движения плоского контура, когда циркуляция скорости равна нулю, инерционные гидродинамические силы и моменты в системе координат, связанной с контуром, вычисляются по формулам

$$\left. \begin{aligned} R_{nx} &= -\lambda_x \frac{dv_{0x}}{dt} - \lambda_{xy} \frac{dv_{0y}}{dt} - \lambda_{x\omega} \frac{d\omega_T}{dt} = \omega_T (\lambda_{xy} v_{0x} + \lambda_y v_{0y} + \lambda_{y\omega} \omega_T); \\ R_{ny} &= -\lambda_y \frac{dv_{0y}}{dt} - \lambda_{xy} \frac{dv_{0x}}{dt} - \lambda_{y\omega} \frac{d\omega_T}{dt} = \omega_T (\lambda_x v_{0x} + \lambda_{xy} v_{0y} + \lambda_{x\omega} \omega_T); \\ M &= -\lambda_{x\omega} \frac{dv_{0x}}{dt} - \lambda_{y\omega} \frac{dv_{0y}}{dt} - \lambda_\omega \frac{d\omega_T}{dt} = \lambda_{xy} (v_{0x}^2 - v_{0y}^2) - \\ & - (\lambda_y - \lambda_x) v_{0x} v_{0y} - (\lambda_{y\omega} v_{0y} - \lambda_{x\omega} v_{0x}) \omega_T, \end{aligned} \right\} \quad (II.159)$$

где $v_{0x} = v_1, v_{0y} = v_2, \omega_T = v_6$ — проекции скорости поступательного движения начала координат и угловая скорость вращения тела около начала координат; для присоединенных масс используются обозначения $\lambda_{11} = \lambda_x, \lambda_{22} = \lambda_y, \lambda_{66} = \lambda_\omega, \lambda_{12} = \lambda_{xy}, \lambda_{16} = \lambda_{x\omega}, \lambda_{26} = \lambda_{y\omega}$.

Кинетическая энергия жидкости в этом случае

$$T_{ж} = \frac{\lambda_x}{2} v_{0x}^2 + \frac{\lambda_y}{2} v_{0y}^2 + \frac{\lambda_\omega}{2} \omega_T^2 + \lambda_{xy} v_{0x} v_{0y} + \lambda_{x\omega} v_{0x} \omega_T + \lambda_{y\omega} v_{0y} \omega_T. \quad (II.160)$$

Если от связанной с телом системы координат xoy перейти к системе $x'oy'$, также связанной с телом, но начало которой в прежней системе имеет координаты x_0, y_0 , а угол между осями x и x' равен β , то в новых осях значения присоединенных масс можно вычислить по формулам перехода

$$\left. \begin{aligned} \lambda_{x'} &= \lambda_x \cos^2 \beta + \lambda_y \sin^2 \beta + \lambda_{xy} \sin 2\beta; \\ \lambda_{y'} &= \lambda_x \sin^2 \beta + \lambda_y \cos^2 \beta - \lambda_{xy} \sin 2\beta; \\ \lambda_{x'y'} &= \frac{1}{2} (\lambda_y - \lambda_x) \sin 2\beta + \lambda_{xy} \cos 2\beta; \\ \lambda_{x'\omega} &= (\lambda_x y_0 - \lambda_{xy} x_0 + \lambda_{x\omega}) \cos \beta + (\lambda_{xy} y_0 - \lambda_y x_0 + \lambda_{y\omega}) \sin \beta; \\ \lambda_{y'\omega} &= (\lambda_x y_0 - \lambda_{x\omega} x_0 + \lambda_{x\omega}) \sin \beta + (\lambda_x y_0 + \lambda_y x_0 + \lambda_{y\omega}) \cos \beta; \\ \lambda_{\omega'} &= \lambda_x y_0^2 + \lambda_y x_0^2 + 2\lambda_{xy} x_0 y_0 + 2(\lambda_{x\omega} y_0 - \lambda_{y\omega} x_0) + \lambda_\omega. \end{aligned} \right\} \quad (II.161)$$

§ 8. ЗНАЧЕНИЯ ПРИСОЕДИНЕННЫХ МАСС ТЕЛ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ

Присоединенные массы при движении тела в вязкой жидкости в случае безотрывного обтекания могут быть вычислены по формуле (II.149), если известны единичные потенциалы обтекания. Такая задача для пространственного обтекания трехосных эллипсоидов была решена М. И. Гуревичем и С. П. Риманом. На рис. II.11 приведены вычисленные ими коэффициенты присоединенных масс

$$k_{11} = \lambda_{11}/(\rho V); \quad k_{22} = \lambda_{22}/(\rho V); \quad k_{33} = \lambda_{33}/(\rho V), \quad (II.162)$$

а на рис. II.12 — коэффициенты присоединенных моментов инерции

$$k_{41} = \lambda_{41}/I_x; \quad k_{55} = \lambda_{55}/I_y; \quad k_{66} = \lambda_{66}/I_z, \quad (II.163)$$

где ρV — масса; I_x, I_y, I_z — моменты инерции жидкости, заключенной в объеме V данного тела, относительно соответствующих осей [67].

На рис. 11.13 приведены значения коэффициентов присоединенных масс и моментов инерции эллипсоида вращения ($b=c$) в функции от отношения b/a :

$$k_{11} = \frac{3\lambda_{11}}{4\pi\rho ab^2}; \quad k_{22} = \frac{3\lambda_{22}}{4\pi\rho ab^2}; \quad k_{33} = \frac{15\lambda_{33}}{4\pi\rho ab^2(a^2 + b^2)}.$$

При $b/a = 1$ будем иметь сферу и, следовательно, $k_{11} = k_{22} = 0,5$; $k_{33} = 0$.

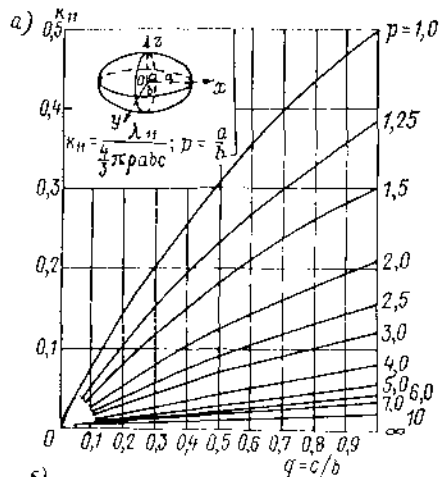
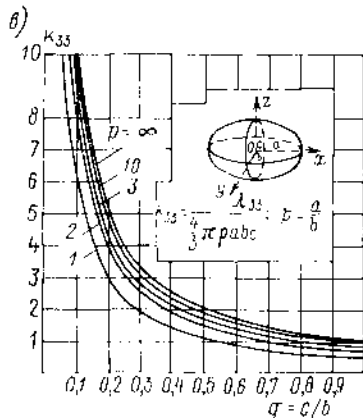
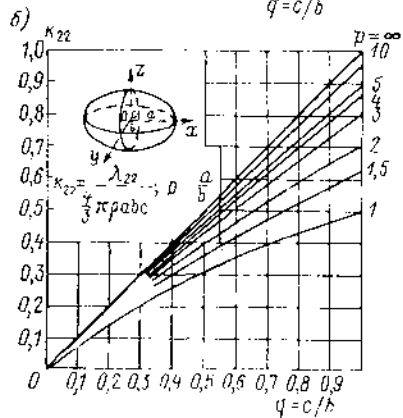


Рис. 11.11. Коэффициенты присоединенных масс трехосных эллипсоидов.



Присоединенные массы и моменты инерции известны для класса хорошо обтекаемых тел вращения, не имеющих поперечной плоскости симметрии (рис. 11.14). Поверхность таких тел можно выразить полиномом 6-й степени

$$\bar{y} = a_1\bar{x} + a_2\bar{x}^2 + a_3\bar{x}^3 + a_4\bar{x}^4 + a_5\bar{x}^5 + a_6\bar{x}^6, \quad (11.164)$$

где $\bar{x} = x/L$, $\bar{y} = y/d$ (L — длина тела; d — наибольший диаметр). Коэффициенты полинома a_i зависят от характеристик формы тела, за которые при расчете были приняты: L/d — относительное удлинение; \bar{x}_m — абсцисса наиболее полного сечения; $\bar{R} = LR/d^2$, $\bar{r} = Lr/d^2$ — безразмерные радиусы кривизны в носу и корме; $\Phi = V \left/ \left[\pi \left(\frac{d}{2} \right)^2 L \right] \right.$ — коэффициент продольной полноты (V — объем тела).

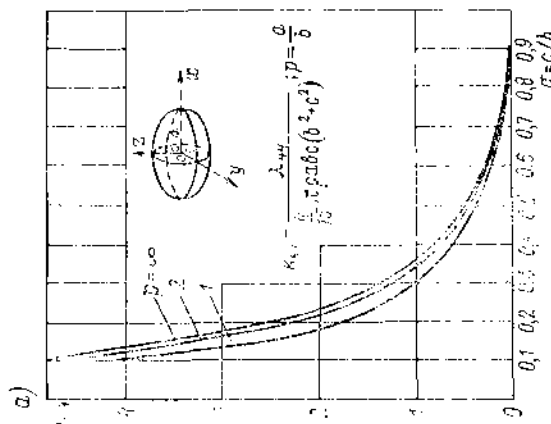
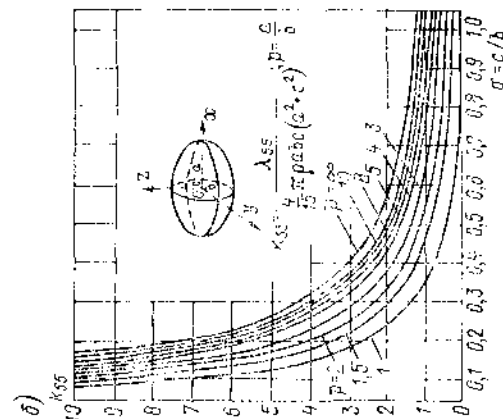
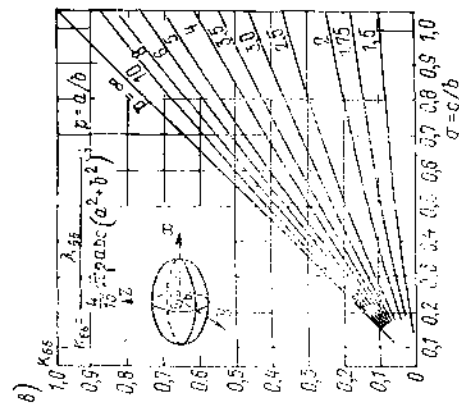


Рис. 11.12. Коэффициенты присоединенных моментов инерции трехосных эллипсоидов.

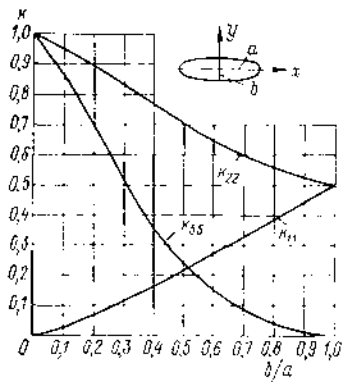


Рис. II.13. Коэффициенты присоединенных масс и присоединенных моментов инерции эллипсоида вращения ($k_{22} = k_{33}$, $k_{44} = 0$, $k_{55} = k_{66}$).

Рис. II.14. Обвод тела вращения.

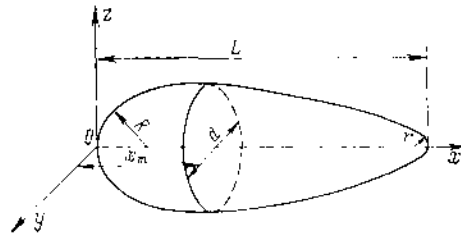


Таблица II.2. Коэффициенты присоединенных масс обтекаемых тел вращения, не имеющих поперечной плоскости симметрии

Характеристика тела					Коэффициенты присоединенных масс		Коэффициент присоединенного момента инерции
L/d	x_{m1}	\bar{R}	\bar{r}	φ	k_{11}	k_{22}	k_{44}
4	0,40	0,50	0,10	0,65	0,0866	0,854	0,598
5	0,40	0,50	0,10	0,65	0,0629	0,889	0,693
6	0,40	0,50	0,10	0,65	0,0480	0,913	0,757
7	0,40	0,50	0,10	0,65	0,0381	0,930	0,802
8	0,40	0,50	0,10	0,65	0,0310	0,942	0,835
10	0,40	0,50	0,10	0,65	0,0219	0,958	0,880
7	0,36	0,50	0,10	0,65	0,0385	0,929	0,800
7	0,44	0,50	0,10	0,65	0,0378	0,930	0,803
7	0,48	0,50	0,10	0,65	0,0375	0,931	0,805
7	0,52	0,50	0,10	0,65	0,0374	0,931	0,805
7	0,40	0,50	0,10	0,55	0,0404	0,927	0,814
7	0,40	0,50	0,10	0,60	0,0382	0,930	0,810
7	0,40	0,50	0,10	0,70	0,0395	0,928	0,791
7	0,40	0	0,10	0,65	0,0399	0,927	0,795
7	0,40	0,30	0,10	0,65	0,0384	0,929	0,801
7	0,40	0,70	0,10	0,65	0,0383	0,929	0,801
7	0,40	1,00	0,10	0,65	0,0394	0,928	0,796
7	0,40	0,50	0	0,65	0,0389	0,928	0,798
7	0,40	0,50	0,05	0,65	0,0385	0,929	0,800
7	0,40	0,50	0,15	0,65	0,0377	0,930	0,803
7	0,40	0,50	0,20	0,65	0,0374	0,931	0,804
7	0,40	0,50	0,10	0,60	0,0632	0,889	0,704
7	0,40	0,50	0,10	0,55	0,0670	0,885	0,710
7	0,34	0,50	0,10	0,65	0,0387	0,929	0,799
7	0,40	0,50	0,30	0,65	0,0369	0,923	0,806
7	0,40	0,50	0,40	0,65	0,0365	0,932	0,808
7	0,40	0,50	0,50	0,65	0,0369	0,933	0,809
7	0,28	0,50	0	0,55	0,0527	0,907	0,762
7	0,36	0,50	0	0,55	0,0417	0,924	0,805
8	0,36	0,50	0	0,55	0,0340	0,937	0,838
10	0,40	0,50	0	0,65	0,0224	0,958	0,882

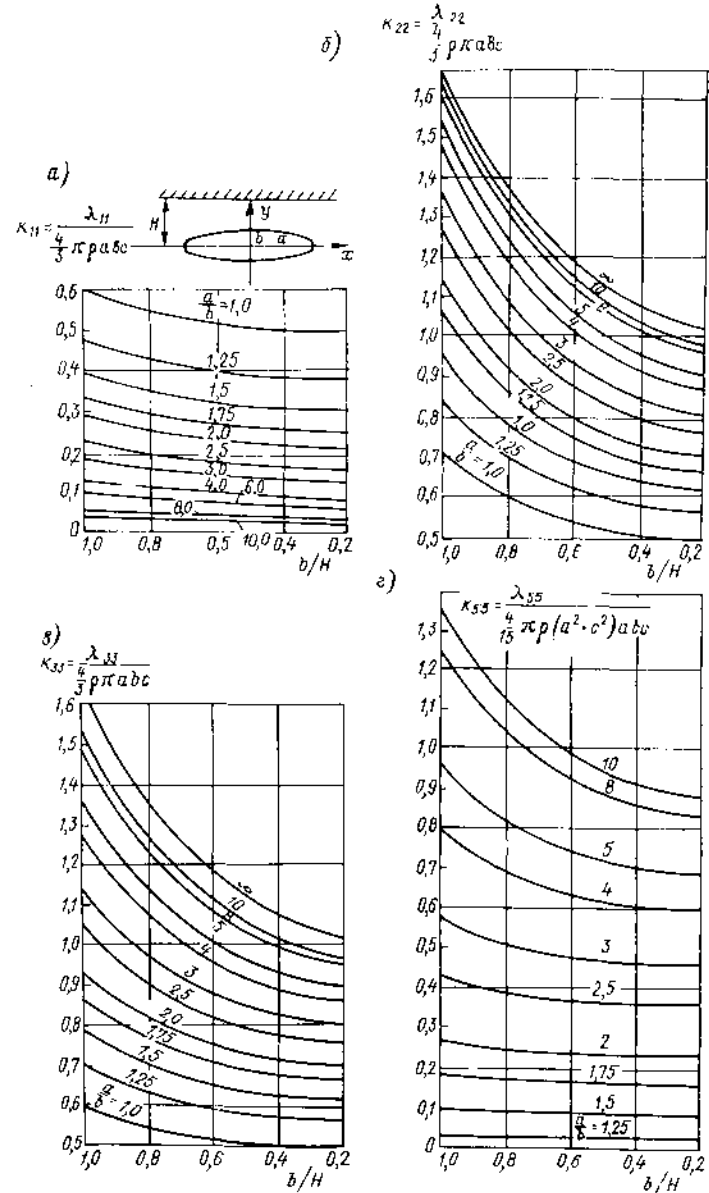


Рис. II.15. Коэффициенты присоединенных масс k_{11} , k_{22} , k_{33} и присоединенного момента инерции k_{55} эллипсоидов вращения, движущихся вдоль плоской стенки.

Таблица П.3. Влияние близости стенки на значения присоединенных масс для эллипсоида вращения

a/b	c/b	H/b	k_{11}	k_{22}	k_{33}	k_{12}	k_{13}
12,5	1	∞	0,0130	0,963	0,194	0	0
		5	0,0134	0,971	0,195	-0,00087	0
		2	0,0156	1,031	0,200	-0,00463	0
		1,5	0,0166	1,096	0,208	-0,00717	0
		1,25	0,0174	1,175	0,217	-0,00963	0
12,5	0,5	5	0,00680	2,42	0,549	-0,00028	-0,00003
		2	0,00773	2,51	0,559	-0,00148	-0,00057
		1,5	0,00815	2,61	0,571	-0,00227	-0,00158
		1,25	0,00845	2,73	0,585	-0,00298	-0,00337
25	2	∞	0,0084	0,490	0,095	0	0
		2	0,089	0,510	0,097	-0,0093	0,0013
		1,5	0,0096	0,556	0,103	-0,0145	0,0030
		1,25	0,0104	0,626	0,110	-0,0202	0,0070
8	1	∞	0,0300	0,94	0,167	0	0
		2	0,0324	0,98	0,177	-0,0081	0
		1,5	0,0348	1,05	0,184	0,0102	0
		1,25	0,0367	1,13	0,192	-0,0141	0
16	2	∞	0,0180	0,480	0,088	0	0
		2	0,0194	0,506	0,091	-0,0127	0,0020
		1,5	0,0211	0,587	0,097	-0,0194	0,0045
		1,25	0,0229	0,625	0,104	-0,0282	0,0090
6,25	1	∞	0,0410	0,92	0,154	0	0
		2	0,0440	0,96	0,165	-0,0097	0
		1,5	0,0509	1,02	0,168	-0,0117	0
		1,25	0,0539	1,10	0,176	-0,0167	0
12,5	2	∞	0,0260	0,470	0,083	0	0
		2	0,0280	0,505	0,088	-0,0155	0,0026
		1,5	0,0318	0,558	0,092	-0,0230	0,0058
		1,25	0,0341	0,621	0,099	-0,0320	0,0107

Значения коэффициентов присоединенных масс k_{11} и k_{22} и присоединенного момента инерции k_{33} (относительно поперечной оси, проходящей через точку $x = l/2$) приведены в табл. П.2. Сопоставление с рис. П.13 показывает, что для многих тел присоединенная масса λ_{11} несколько больше, чем для соответствующих эллипсоидов. Зависимость коэффициентов присоединенных масс k_{11} , k_{22} , k_{33} и присоединенного момента инерции k_{55} эллипсоида вращения от расстояния H до стенки, полученная В. С. Сабаневым, показана на рис. П.15. В табл. П.3 приведены коэффициенты присоединенных масс и статических моментов для трехосного эллипсоида с полуосями a , b и c , совершающего движение в плоскости, параллельной стенке и отстоящей от нее на расстоянии H .

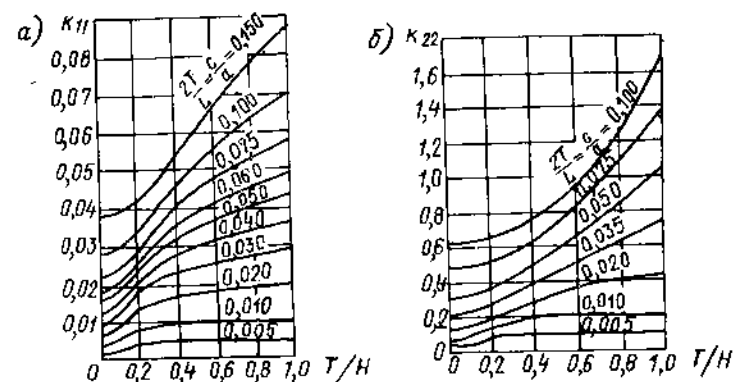


Рис. П.16. Коэффициенты k_{11} (а) и k_{22} (б) присоединенных масс трехосного эллипсоида при движении его между параллельными стенками.
 H — $2h$; h — расстояние между центром эллипсоида и стенкой;
 l — $2a$ — длина эллипсоида; T — c .

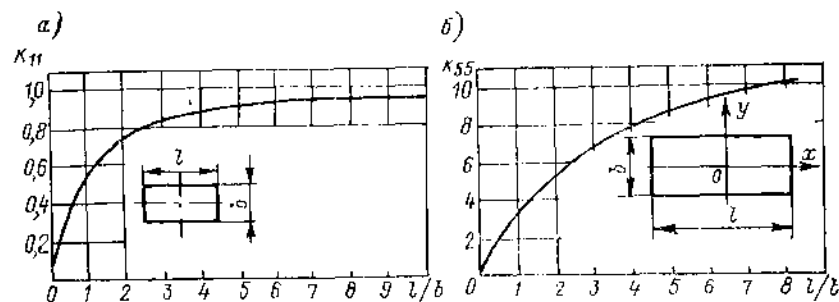


Рис. П.17. Коэффициенты присоединенной массы k_{11} (а) и присоединенного момента инерции k_{55} (б) прямоугольной пластины.

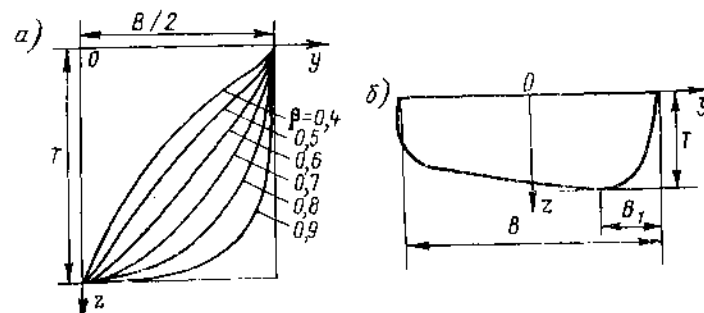


Рис. П.18. Формы сечений прямых (а) и укрепленного (б) шпангоутов.

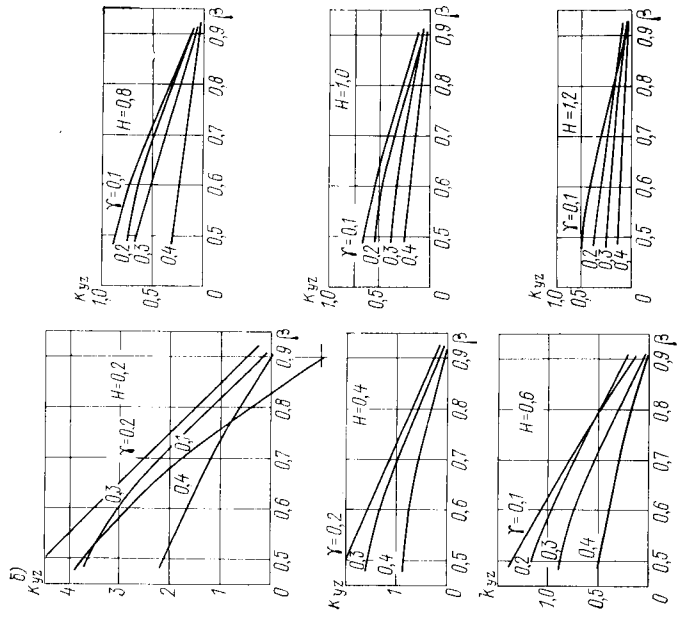


Рис. 11.19 а. Коэффициент присоединенной массы k_y в функции от параметров β , γ и H для прямых ($\gamma = 0,5$) и наклоненных шпангоутов.

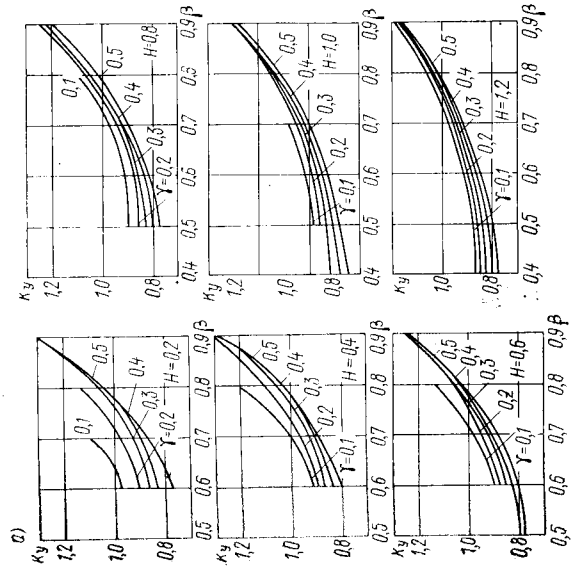


Рис. 11.19 б. Коэффициент присоединенной массы k_{yz} в функции параметров β , γ и H для прямых ($\gamma = 0,5$) и наклоненных шпангоутов.

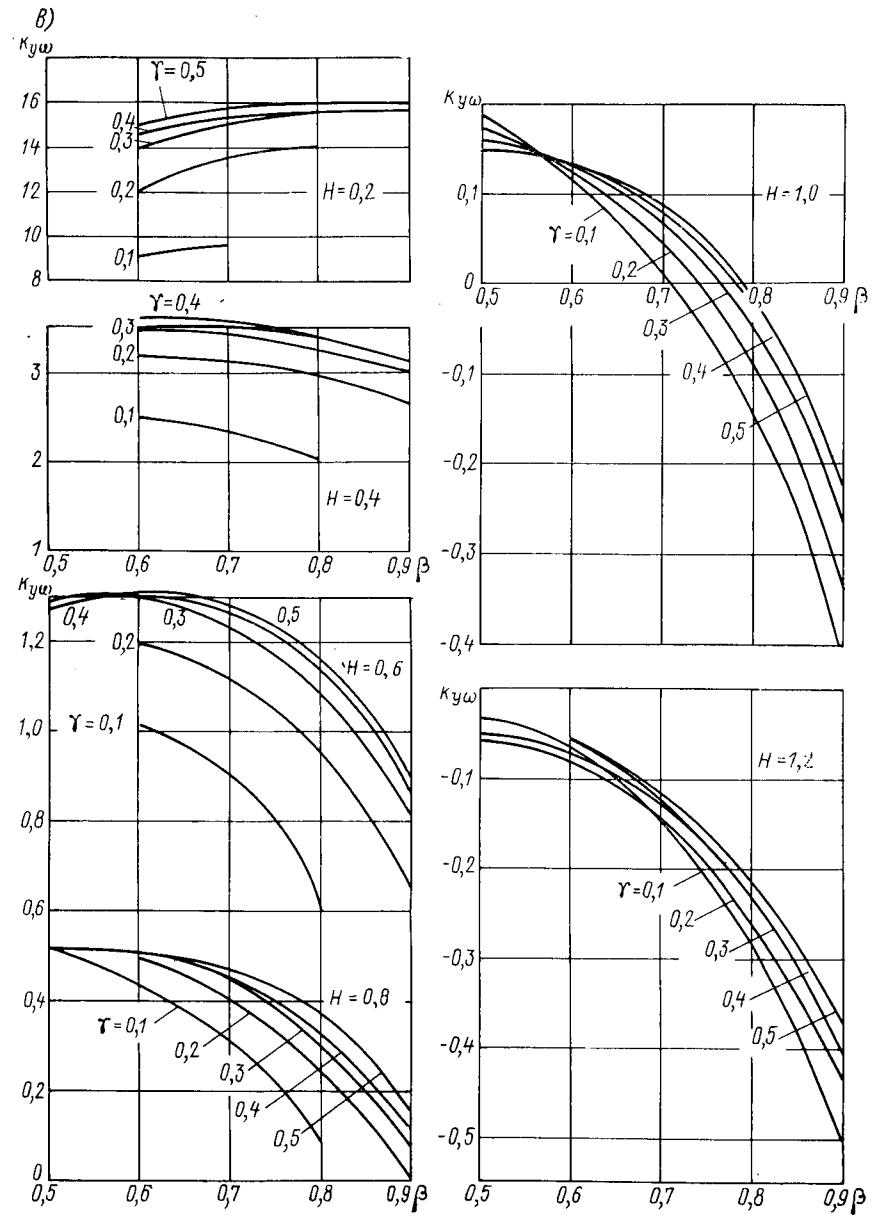


Рис. 11.19 в. Коэффициент присоединенного статического момента k_{yw} в функции от параметров β , γ и H для прямых ($\gamma = 0,5$) и наклоненных шпангоутов.

На рис. 11.16 указаны значения коэффициентов присоединенных масс k_{11} и k_{22} трескосного эллипсоида с полуосями a , b и c ($a > b > c$) при движении его между двумя стенками, когда $a/b = 0,15$.

Для прямоугольной пластины коэффициенты присоединенных массы и момента инерции следующие (рис. 11.17):

$$k_{11} = \frac{4\lambda_{11}}{\pi\rho b^2 l}; \quad k_{55} = \frac{48\lambda_{55}}{\pi\rho b^2 l^3}. \quad (11.165)$$

В случае плоского движения жидкости, рассматриваемого в плоскости xy , число присоединенных масс сокращается до шести, а кинетическая энергия жидкости определяется выражением (11.160). Для эллиптического цилиндра с полуосями a и b $\lambda_x = \pi\rho b^2$; $\lambda_y = \pi\rho a^2$; $\lambda_\omega = \pi^2\rho(a^2 - b^2)^2/8$; $\lambda_{xy} = \lambda_{x\omega} = \lambda_{y\omega} = 0$. (11.166)

Значения присоединенной массы для круга ($a = b = R$)

$$\lambda_x = \lambda_y = \pi\rho R^2, \quad (11.167)$$

для пластины ($b = 0$)

$$\lambda_y = \pi\rho a^2, \quad \lambda_\omega = 9\pi\rho a^4/8. \quad (11.168)$$

Для симметричного профиля, имеющего хорду b , максимальная толщина которого расположена на расстоянии $2a$ от хвостика, значения присоединенных масс характеризуются зависимостями ($b = b/a$):

$$\left. \begin{aligned} \lambda_x &= \frac{\rho\pi a^2}{4}(b-2)(b+1); & \lambda_y &= \frac{\rho\pi a^2}{4}[4+(b-2)(b+1)]; \\ \lambda_{xy} &= 0; & \lambda_{x\omega} &= 0; \\ \lambda_{y\omega} &= \frac{\rho\pi a^2 b}{16}(2b^2 - b + 2); & \lambda_\omega &= \frac{\rho\pi a^4 b^2}{32}(2b^2 + 1). \end{aligned} \right\} \quad (11.169)$$

Имеются решения [45] по определению присоединенных масс плоских сечений, близких к шпангоутам форм. Эти решения основаны на использовании метода конформных отображений с помощью функций (11.77) и (11.78).

На рис. 11.18, а и б изображены половины симметричных и наклоненных контуров шпангоутов, рассчитанных с помощью таких функций. Графики коэффициентов приведены на рис. 11.19а-11.19б:

$$k_y = \frac{2\lambda_y}{\rho l T^2}; \quad k_{y\omega} = \frac{\lambda_{y\omega}}{\rho l T^2}; \quad k_{y\alpha} = \frac{2\lambda_{y\alpha}}{\pi l T^2}.$$

Характеристикой несимметрии служит $\gamma = B_1/B$ (см. рис. 11.18, б). Очевидно, при $\gamma = 0,5$ получается симметричный контур. Параметр β — коэффициент полноты шпангоута.

§ 9. ВЛИЯНИЕ НА ПРИСОЕДИНЕННЫЕ МАССЫ СВОБОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ

Свободная поверхность жидкости оказывает значительное влияние на присоединенные массы. Движение тела вблизи свободной поверхности вызывает волновые движения жидкости. В этом случае к граничным условиям для потенциала вызванных скоростей на поверхности тела добавляются граничные условия на свободной поверхности жидкости. Если поместить начало координат на свободной поверхности, ось x направить по движению тела, а ось z вертикально вверх, то граничное условие на свободной поверхности для волн относительно малой амплитуды имеет вид

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + g \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \quad \text{при } z = 0. \quad (11.170)$$

Если тело совершает колебательное движение с частотой ω , то граничное условие на свободной поверхности будет

$$\frac{\partial \varphi}{\partial z} - v\varphi = 0 \quad \text{при } z = 0, \quad (11.171)$$

где $v = \omega^2/g$. При вычислении присоединенных масс с учетом этих граничных условий можно выделить три случая движения тела в жидкости: 1) с малой скоростью, или колебание с малой частотой; 2) с большой скоростью, или колебание с большой частотой; 3) с конечной скоростью, или колебание с конечной частотой.

В случае малой скорости движения тела свободная поверхность играет роль твердой стенки, вдоль которой соблюдается равенство нулю нормальной по отношению к стенке составляющей скоростей частиц жидкости. При очень малой частоте колебаний $\omega \rightarrow 0$ и согласно выражению (11.171) граничное условие на свободной поверхности жидкости принимает вид $\partial \varphi / \partial z = 0$ при $z = 0$.

При поступательном движении полупогруженного тела присоединенные массы λ_{11} и λ_{22} соответственно равны половине присоединенных масс движущегося в нео-

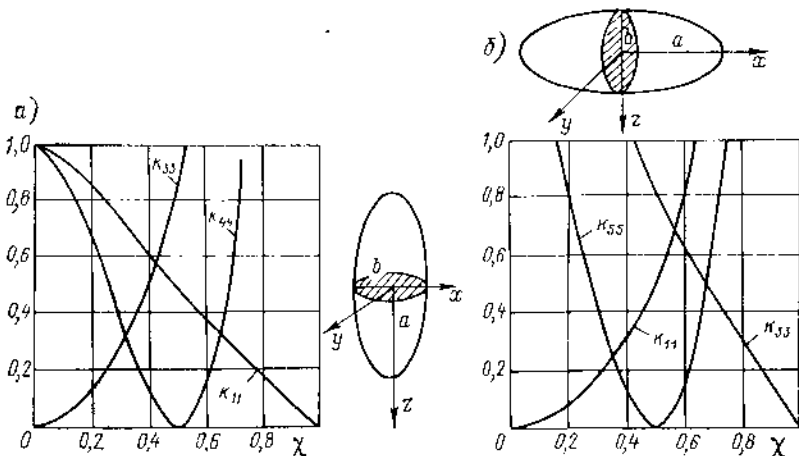


Рис. 11.20. Коэффициенты присоединенных масс и моментов инерции полупогруженных эллипсоидов: а — экваториальная плоскость совпадает со свободной поверхностью; б — экваториальная плоскость перпендикулярна свободной поверхности.

граничной жидкости двойного тела, для которого свободная поверхность служит плоскостью симметрии; присоединенная масса при вертикальном движении λ_{33} равна половине присоединенной массы двух симметрично расположенных по отношению к ватерлинии тел, движущихся в противоположных направлениях.

Э. Л. Блохом были найдены коэффициенты присоединенных масс и моментов инерции полупогруженного эллипсоида вращения с граничным условием на свободной поверхности $\partial \varphi / \partial z = 0$:

$$\begin{aligned} k_{11} &= \frac{3\lambda_{11}}{2\pi\rho ab^2}; & k_{33} &= \frac{3\lambda_{33}}{2\pi\rho ab^2}; \\ k_{41} &= \frac{15\lambda_{44}}{2\pi\rho ab^2(a^2 + b^2)}; & k_{55} &= \frac{15\lambda_{55}}{2\pi\rho ab^2(a^2 + b^2)}. \end{aligned}$$

Значения этих коэффициентов показаны на рис. 11.20, а и б в зависимости от параметра $\chi = 1/(1 + a/b)$ для двух случаев движения: 1) экваториальная плоскость (на рисунке заштрихована) совпадает со свободной поверхностью; 2) экваториальная плоскость перпендикулярна свободной поверхности.

Относительные значения k^0 присоединенной массы при малой скорости движения для шпангоутов судна в функции от коэффициента полноты шпангоута β и отношения B/T приведены на рис. 11.21.

На рис. 11.22 показана зависимость коэффициента присоединенной массы k_{33} для клина при вертикальных колебаниях его на поверхности жидкости; предполагается, что жидкость тяжелая и деформации свободной поверхности не происходит.

В другом предельном случае, при очень больших значениях частоты ($\omega \rightarrow \infty$) или скорости движения тела ($v \rightarrow \infty$), т. е. если $v \rightarrow \infty$, граничные условия на свободной поверхности (II.170) и (II.171) преобразуются в следующее:

$$\varphi = 0 \text{ при } z = 0. \quad (II.172)$$

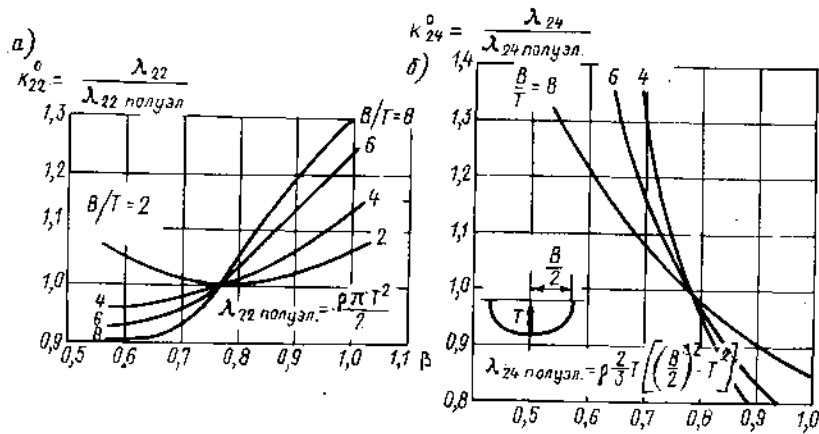


Рис. II.21. Значения присоединенной массы (а) и присоединенного статического момента (б) шпангоутов судна, отнесенные к соответствующим значениям для полуэллипса.

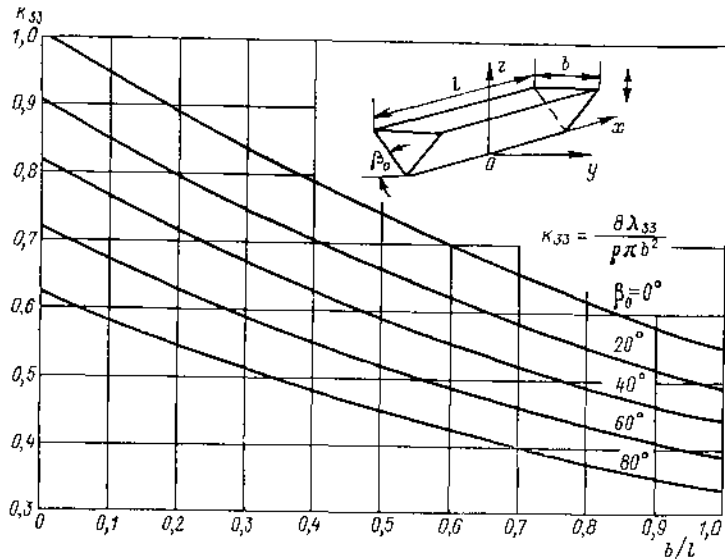


Рис. II.22. Коэффициент присоединенных масс при вертикальных колебаниях клина.

Граничное условие (II.172) справедливо, когда влиянием весомости жидкости допустимо пренебречь (например при ударе тела, плавающего в жидкости).

Можно показать, что в случае удара тела в вертикальном направлении его присоединенные массы λ_{yy}^y , $\lambda_{y\omega}^y$ и $\lambda_{\omega\omega}^y$ равны половине значений λ_y , $\lambda_{y\omega}$ и $\lambda_{\omega\omega}$

дублированного относительно свободной поверхности тела при его движении в безграничной жидкости, а присоединенные массы для горизонтального движения — половине их значений для двух одинаковых тел, соскальзывающих в безграничной жидкости по плоскости их симметрии с противоположной по направлению скорости.

При безотрывном горизонтальном ударе цилиндрического тела, подводная часть которого ограничена дугой эллипса с полуосями a и b , присоединенные массы вычисляются по формулам

$$\left. \begin{aligned} \lambda_x^y &= 2\rho b^2/\pi; & \lambda_y^y &= \rho\pi a^2/2; \\ \lambda_{x\omega}^y &= \rho b(a^2 - b^2)/3; & \lambda_{\omega\omega}^y &= \rho\pi(a^2 - b^2)^2/16. \end{aligned} \right\} \quad (II.173)$$

В частности, при $b = 0$ получим формулы для удара плоской пластины

$$\lambda_y^y = \rho\pi a^2/2; \quad \lambda_{x\omega}^y = \rho\pi a^2/3; \quad \lambda_{\omega\omega}^y = \rho\pi a^4/16. \quad (II.174)$$

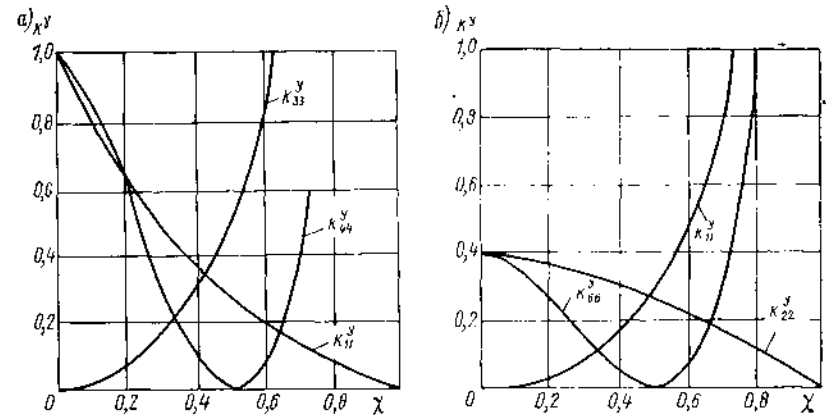


Рис. II.23. Значения коэффициентов присоединенных масс при горизонтальном ударе плавающего эллипсоида: а — экваториальная плоскость эллипсоида совпадает со свободной поверхностью; б — экваториальная плоскость перпендикулярна свободной поверхности.

В случае удара плавающего тела обтекание может иметь и отрывной характер, а присоединенные массы эллиптического цилиндра составят:

$$\lambda_x^y = 1,12\rho b^2/\pi; \quad \lambda_{y\omega}^y = 1,2\rho ab/\pi; \quad \lambda_{\omega\omega}^y = -0,2\rho b(b^2 - a^2). \quad (II.175)$$

Следовательно, при отрывном обтекании и горизонтальном ударе плавающей вертикальной пластинки с глубиной погружения b будем иметь

$$\lambda_x^y = 1,12\rho b^2/\pi; \quad \lambda_{x\omega}^y = -\rho b^3/5,19. \quad (II.176)$$

Коэффициент присоединенной массы сферы радиусом R , наполовину погруженной в жидкость, при горизонтальном ударе равен $k_{xy}^y = 0,273$. Э. Л. Блох решил задачу о горизонтальном ударе плавающего эллипсоида вращения. Результаты расчетов приведены на рис. II.23, а и б в функции параметра χ (положения эллипсоида соответствуют указанным на рис. II.20).

В практических расчетах значения присоединенных масс судна, движущегося в поперечной плоскости (боковой спуск, поведение при шквале, ударе), можно вычислить по следующим приближенным формулам:

$$\left. \begin{aligned} \lambda_x &= 0,67\rho VF/S; & \lambda_k &= 0,44\rho VF/S; & \lambda_{xy} &= \lambda_{y\omega} = 0; \\ \lambda_{x\omega} &= 0,125\rho V^2 [1 - 3,6(F/S)^2]/F; & \lambda_{\omega\omega} &= 0,028\rho V^3 S [1 - 3,6(F/S)^2]/F^3. \end{aligned} \right\} \quad (II.177)$$

где V — объем погруженной части судна; F — площадь погруженной части его дни; S — площадь поверхности.

Расчет присоединенных масс тел, плавающих с произвольной скоростью или колеблющихся на или под свободной поверхностью с произвольной частотой ω , выполнено значительно меньше, нежели для уже рассмотренных выше предельных случаев. Для кругового цилиндра радиусом R , колеблющегося под свободной поверхностью жидкости с частотой ω , Урселом были найдены значения $k_y = \lambda_y / (\rho \pi R^2 L)$ в зависимости от безразмерной частоты $\omega^2 R / g$ при разных значениях относительного погружения h/R цилиндра (в поперечном направлении). Результаты этих вычислений показаны на рис. II.24.

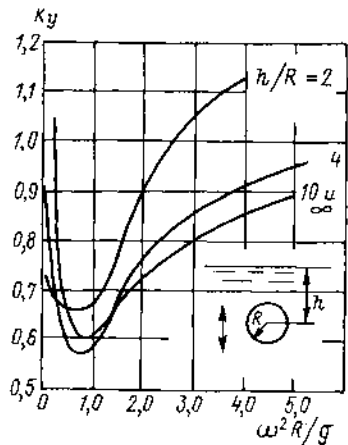


Рис. II.24. Коэффициенты присоединенных масс колеблющегося под свободной поверхностью кругового цилиндра.

а площадью сечения и сопоставить с аналогичными данными для кругового цилиндра, то присоединенная масса квадрата получится примерно на 20% больше. С целью приближенного учета зависимости присоединенной массы от частоты можно использовать графики, приведенные на рис. II.27. На этих графиках в функ-

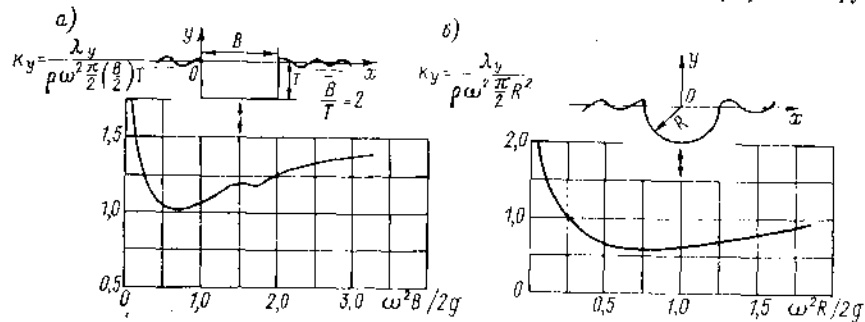


Рис. II.25. Коэффициенты присоединенных масс для прямоугольного (а) и кругового (б) цилиндров при вертикальных колебаниях.

ции от безразмерной частоты $\omega^2 B / (2g)$ даны относительные значения присоединенных масс λ_{22} (λ_{xx}) и при бесконечно большой частоте для λ_{24} (λ_{xy}) и λ_{44} (λ_{yy}).

Ким рассчитал коэффициенты присоединенной массы $k_{11} = \lambda_{11} / (\rho a^3)$ и присоединенного момента инерции $k_{55} = \lambda_{55} / (\rho a^3)$ эллипсоидов с полуосями a, b, c , совершающих гармонические колебания с частотой ω на поверхности жидкости бесконечной глубины. Некоторые результаты этих расчетов приведены на рис. II.28, а—в. Значения коэффициента присоединенной массы k_{33} в случае вертикальных колебаний с частотой ω полупогруженной стойки при разных значениях ее геометрии и осадки даны на рис. II.29.

На рис. II.30 приведены коэффициенты присоединенных масс при горизонтальных k_{22} , вертикальных k_{33} колебаниях и вращении вокруг продольной оси k_{44} двоясного плоского элемента, являющегося характерным поперечным сечением по-

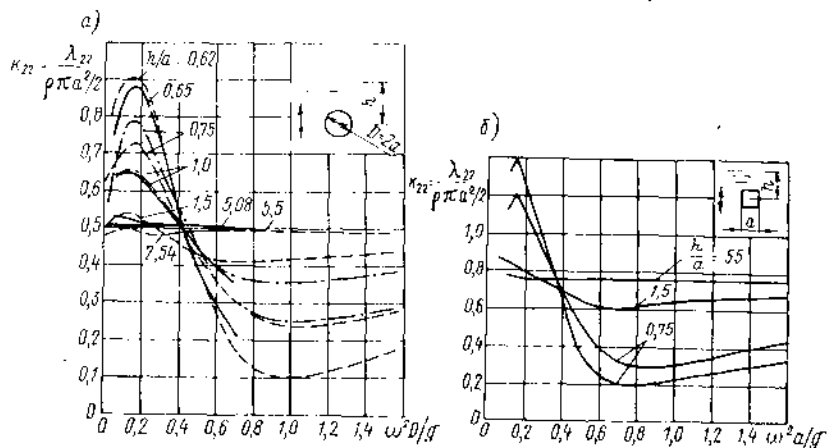


Рис. II.26. Коэффициенты присоединенных масс круговых (а) и прямоугольных (б) цилиндров.

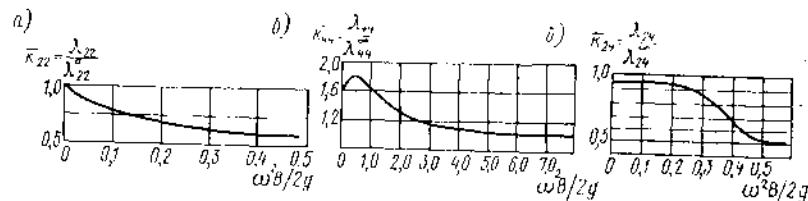


Рис. II.27. Зависимость присоединенных масс от частоты: а — эллиптического цилиндра, совершающего боковые горизонтальные колебания; б — горизонтальной пластины, совершающей угловые колебания вокруг продольной оси; в — эллиптического цилиндра, совершающего боковые горизонтальные и угловые колебания. B — ширина пластины или цилиндра.

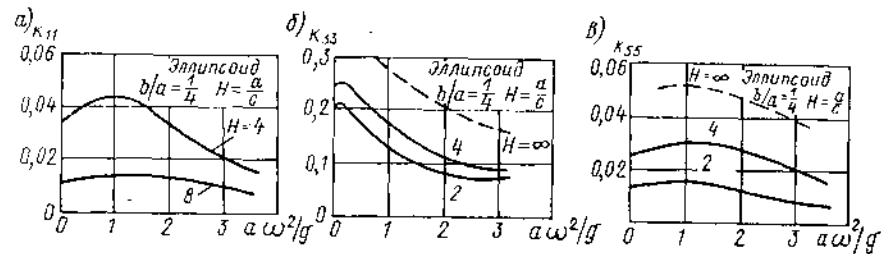


Рис. II.28. Коэффициенты присоединенных масс (а и б) и присоединенного момента инерции (в) эллипсоидов, колеблющихся на поверхности бесконечной глубины

ду погруженной платформы. Из рисунка видно, что присоединенная масса двоясных полупогруженных элементов с учетом их взаимодействия не равна удвоенной присоединенной массе изолированного элемента.

Рассмотрим влияние скорости поступательного движения тела на его присоединенную массу. Решение задачи о движении со скоростью v под свободной поверх-

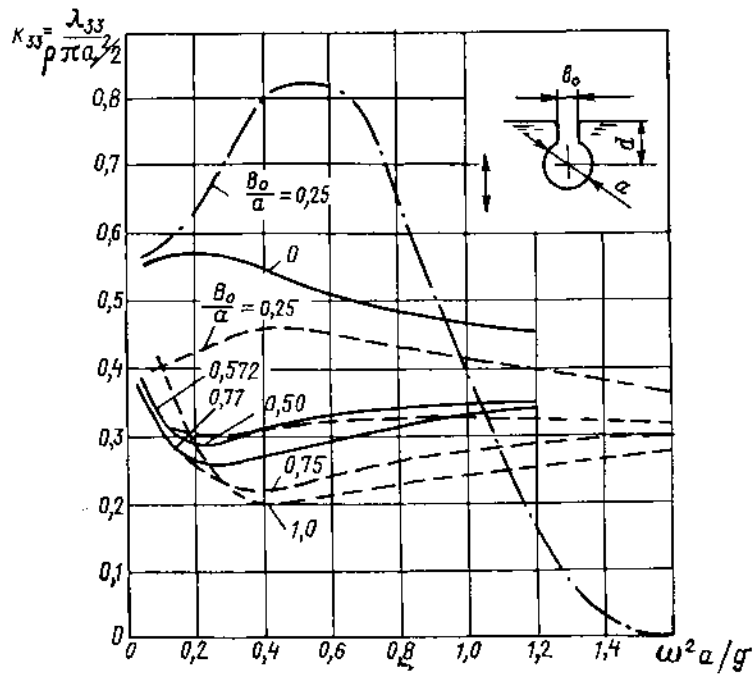


Рис. 11.29. Коэффициент присоединенной массы k_{33} полуогруженной стойки.

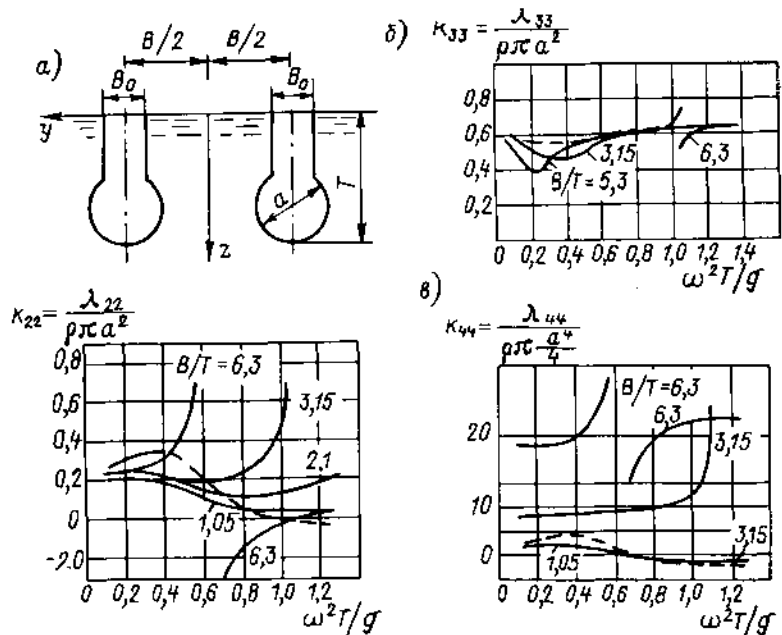


Рис. 11.30. Коэффициенты присоединенных масс k_{22} (а), k_{33} (б) и k_{44} (в) поперечного сечения полуогруженной платформы.

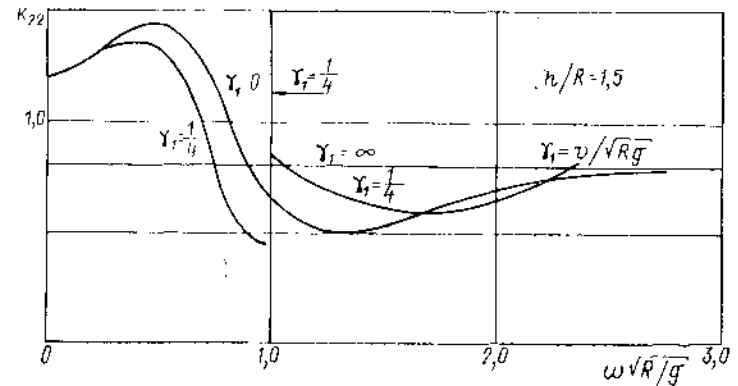


Рис. 11.31. Коэффициент присоединенной массы движущегося под поверхностью жидкости кругового цилиндра.

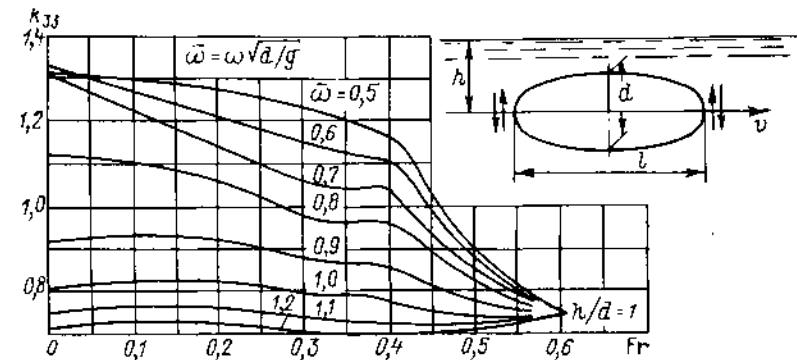


Рис. 11.32. Коэффициент присоединенной массы k_{33} эллипсоида вращения $h/d = 1$.

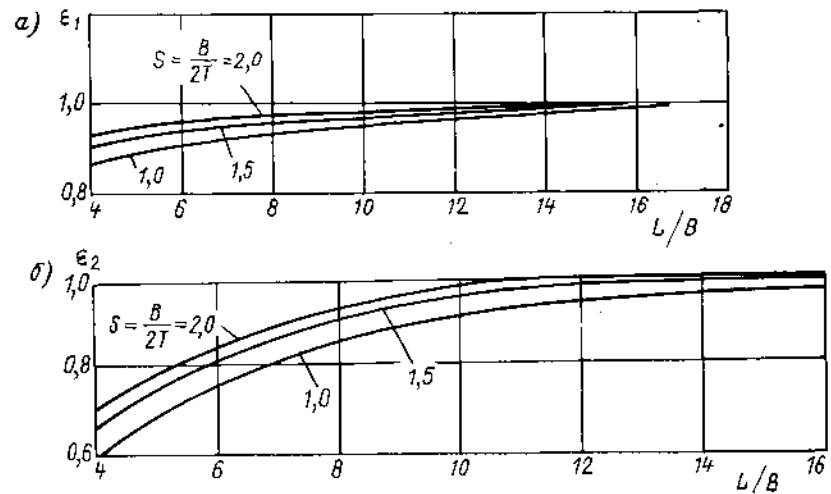


Рис. 11.33. Поправочные коэффициенты ϵ_1 (а) и ϵ_2 (б) для учета трехмерности обтекания в случае применения метода плоских сечений.

ностью на глубине h кругового цилиндра, совершающего вертикальные колебания, получено Ямото. Результаты его работы приведены на рис. 11.31, где показано изменение коэффициента присоединенной массы цилиндра $k_{22} = \lambda_{22}/(\rho\pi R^2)$ для трех значений: $\gamma_1 = \omega Fr = 0$; $1/4$; ∞ ($Fr = v\sqrt{gR}$). При $\gamma_1 = 1/4$ наблюдается разрыв непрерывности кривой.

Экспериментальные данные о влиянии частоты вертикальных колебаний на коэффициент присоединенной массы k_{33} эллипсоида вращения, движущегося вблизи свободной поверхности ($Fr = v\sqrt{gI}$), представлены на рис. 11.32.

Зная присоединенные массы плоских фигур, во многих случаях можно достаточно точно определить присоединенные массы удлиненных пространственных тел. Такой расчетный метод, называемый методом плоских сечений, основан на допущении, что линии тока при обтекании тела представляют собой плоские кривые, совпадающие с плоскостями поперечных сечений. Поэтому присоединенная масса, приходящаяся на единицу длины тела, определяется как для бесконечно длинного цилиндра, перемещающегося перпендикулярно его оси и имеющего ту же форму контура, что и тело в данном случае. Полная присоединенная масса тела определяется интегрированием по длине:

$$\begin{aligned} \lambda_{22} &= \varepsilon_1 \int_0^L \lambda_y dx; & \lambda_{21} &= \varepsilon_1 \int_0^L \lambda_{y0} dx; & \lambda_{33} &= \varepsilon_1 \int_0^L \lambda_z dx; \\ \lambda_{34} &= \varepsilon_1 \int_0^L \lambda_{z0} dx; & \lambda_{55} &= \varepsilon_2 \int_0^L \lambda_y x^2 dx; & \lambda_{66} &= \varepsilon_2 \int_0^L \lambda_z x^2 dx, \end{aligned} \quad (11.178)$$

где λ_y , λ_z , λ_{y0} , λ_{z0} — значения присоединенных масс, статических моментов, моментов инерции соответствующих плоских контуров; ε_1 , ε_2 — поправочные коэффициенты, учитывающие трехмерность обтекания и определяемые по графикам на рис. 11.33, *a* и *b*. Этот метод будет тем точнее, чем меньше продольное растекание жидкости, т. е. чем больше удлинение тела.

В первом приближении присоединенные массы удлиненных тел можно определить путем их замены соответствующими эллипсоидами, построенными на главных размерах тел.

Глава III

ОБТЕКАНИЕ ТЕЛ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТЬЮ

§ 10. ТЕОРИЯ НАПРЯЖЕНИЙ И УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

В потоке вязкой жидкости возникают нормальные и касательные напряжения. Матрица напряжений [см. формулу (1.11)] в случае вязкой жидкости может быть записана в виде

$$\|p_{ij}\| = -p\delta_{ij} + \|\tau_{ij}\|; \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (11.1)$$

где p — давление; δ_{ij} — единичный тензор ($\delta_{ij} = 1$ при $i = j$; $\delta_{ij} = 0$ при $i \neq j$); $\|\tau_{ij}\|$ — симметричная матрица нормальных и касательных вязкостных напряжений.

Уравнение движения вязкой жидкости

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p_x}{\partial x} + \frac{\partial p_y}{\partial y} + \frac{\partial p_z}{\partial z} \right); \quad (11.2)$$

Чтобы расчет потоков с помощью соотношений (11.1) и (11.2) и уравнения неразрывности стал возможным, необходимо установить связь между компонентами

τ_{ij} матрицы вязкостных напряжений и скоростями потока. Вид этой связи зависит от реологической модели, используемой для описания рассматриваемой жидкости.

Наиболее распространенной в гидроаэромеханике является модель вязкой жидкости, предложенная Ньютоном. Согласно этой модели компоненты матрицы вязкостных напряжений определяются соотношением

$$\tau_{ij} = 2\mu e_{ij}, \quad (11.3)$$

где e_{ij} — соответствующие компоненты матрицы скоростей деформации [см. формулу (1.22)]. В простейшем сдвиговом потоке, где $v_x = f(y)$, а $v_y = v_z = 0$,

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \tau = \mu \frac{dv_x}{dy}. \quad (11.4)$$

Это соотношение называется формулой Ньютона. Жидкости, для которых справедлива зависимость (11.3), называются ньютоновскими. К ним относится пресная и соленая вода, большинство других капельных жидкостей, а также воздух и прочие газы. Однако имеются вязкие жидкости, так называемые неньютоновские, для которых соотношение (11.3) несправедливо [8, 9, 89].

Для вязких степенных неньютоновских жидкостей характерна зависимость

$$\tau_{ij} = 2\mu_n I^{\frac{n-1}{2}} e_{ij}, \quad (11.5)$$

где μ_n и n — эмпирические постоянные данной жидкости;

$$I = 2(e_{11}^2 + e_{22}^2 + e_{33}^2) + e_{12}^2 + e_{13}^2 + e_{23}^2.$$

В простом сдвиговом течении

$$\tau = \mu_n \left(\frac{dv_x}{dy} \right)^n. \quad (11.6)$$

При $n = 1$ получается формула Ньютона. К степенным неньютоновским жидкостям относятся некоторые растворы и расплавы полимеров, суспензии, пульпы и др.

Помимо вязкости на структуру течения ряда жидкостей влияет упругость. Такие жидкости называются вязкоупругими. Для них характерно возникновение нормальных напряжений $\tau_{yy} = \tau_{zz} < \tau_{xx}$ в простом сдвиговом течении; в вязких жидкостях нормальные напряжения в таких потоках не возникают. Кроме того, в вязкоупругих жидкостях наблюдается процесс постепенного затухания во времени (релаксации) напряжений после остановки потока, также отсутствующий в вязких жидкостях. К вязкоупругим жидкостям относятся многие растворы и расплавы полимеров, смолы, пасты, тесто и пр. Для описания вязкоупругих жидкостей предложено несколько реологических моделей.

В модели Максвелла связь между компонентами матриц вязкостных напряжений и скоростей деформаций имеет вид

$$\tau_{ij} + \theta_1 \frac{D\tau_{ij}}{Dt} = 2\mu e_{ij}, \quad (11.7)$$

где θ_1 — характерное время (время релаксации). В жидкостях, описываемых этой зависимостью, после внезапной остановки их простого сдвигового течения, касательные напряжения убывают во времени:

$$\tau = \mu \frac{dv_x}{dy} e^{-t/\theta_1}. \quad (11.8)$$

Время релаксации для воды и других чистых жидкостей $\theta_1 = 10^{-12} \div 10^{-10}$ с, в то время как для растворов полимеров в зависимости от их концентрации $\theta_1 = 10^{-4} \div 10^{-2}$ с. Скорость распространения возмущений в вязкоупругой жидкости составляет $\sqrt{v/\theta_1}$.

В модели, предложенной Уолтерсом, а также В. Б. Амфилохиным и В. А. Павловским,

$$\tau_{ij} = 2\mu e_{ij} - 2\mu^* \frac{De_{ij}}{Dt}, \quad (11.9)$$

где κ^* — характеристика вязкоупругих свойств жидкости. Согласно модели, рассмотренной Спрингсом и Олдройдом и представляющей частный случай более общих реологических зависимостей,

$$\tau_{ij} + \theta_2 \frac{D\tau_{ij}}{Dt} = 2\mu \left(e_{ij} + \theta_2 \frac{De_{ij}}{Dt} \right), \quad (III.10)$$

где θ_2 — второе характерное время (время ретардации), описывающее процесс затухания деформаций частиц после снятия напряжений в жидкости ($\theta_2 < \theta_1$). В соотношениях (III.7), (III.9) и (III.10) символ D/Dt означает контрвариантную ковариантную производную Олдройда от соответствующих компонентов тензоров $\|\tau_{ij}\|$ и $\|e_{ij}\|$, связанную с проекциями скорости и координатами зависимостью

$$\frac{De_{ij}}{Dt} = \frac{\partial e_{ij}}{\partial t} + v_m \frac{\partial e_{ij}}{\partial x_m} - \frac{\partial v_i}{\partial x_m} e_{jm} - \frac{\partial v_j}{\partial x_m} e_{im}; \quad m = i, j. \quad (III.11)$$

Использование соотношений (III.1) и (III.3) позволяет с помощью формулы (III.2) получить уравнение движения пьютоповских вязких жидкостей — уравнение Навье — Стокса. В векторной форме оно имеет вид

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F} - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \Delta \vec{v}, \quad (III.12)$$

причем левая часть этого уравнения, т. е. ускорение, определяется зависимостью (I.51). Если к уравнению (III.12) присоединить уравнение неразрывности (I.34), то образуется замкнутая система, в которой неизвестными являются скорость и давление p . Для интегрирования этой системы уравнений при постановке конкретной задачи необходимо сформулировать начальные и граничные условия. Динамические граничные условия состоят в задании нормальных и касательных напряжений на границах потока. Характерным кинематическим условием на твердых границах потока любой вязкой жидкости является прилипание ее частиц к твердой поверхности; это означает, что вдоль всех неподвижных твердых границ $\vec{v} = 0$, а на подвижных $\vec{v} = \vec{v}_\tau$, где \vec{v}_τ — скорость точек твердой поверхности.

С помощью (III.12), полагая массовые силы потенциальными, можно получить уравнение, описывающее изменение поля вихрей в вязкой жидкости и образующее с уравнением $\Delta \vec{\psi} = -2\vec{\omega}$ замкнутую систему

$$\frac{d\vec{\omega}}{dt} = (\vec{\omega} \cdot \nabla) \vec{v} + \nu \Delta \vec{\omega},$$

где $\vec{\nabla} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z}$; $\vec{v} = \text{rot } \vec{\psi}$.

Расчет плоского течения вязкой жидкости, когда $\omega = \omega_z$, сводится к решению системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\omega \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left(\omega \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) &= \nu \Delta \omega; \\ \Delta \psi &= -2\omega, \end{aligned} \right\} \quad (III.13)$$

где $\psi(x, y, t)$ — функция тока плоского потока. Зная функцию тока, можно найти давление. С этой целью используют уравнение Пуассона

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = 2\rho \left[\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right)^2 \right].$$

Методы расчета плоских течений с помощью таких уравнений основаны на применении различных конечно-разностных их аппроксимаций [72].

В потоке вязкой жидкости происходит процесс диссипации энергии. Поэтому для уравнения (III.12) нельзя получить интегралы, аналогичные известным в гидродинамике для невязкой жидкости (Бернулли, Лагранжа). Уравнение (III.12), описывающее ламинарные вихревые течения, нелинейное в частных производных,

и его решение при расчете обтекания тел сопряжено с большими математическими трудностями [24, 49]. Это уравнение можно упростить, если обтекание тел происходит с малыми скоростями (малые числа Рейнольдса) и с большими скоростями (большие числа Рейнольдса). Уравнения движения для неньютоновских жидкостей приведены в работах [8, 9].

Установившиеся течения в трубопроводах и открытых руслах можно рассчитать с помощью уравнения Бернулли для потока вязкой жидкости, полученного с учетом баланса его энергии:

$$\frac{p_1}{\gamma} + z_1 + \frac{\alpha_{\kappa 1} v_{cp1}^2}{2g} = \frac{p_2}{\gamma} + z_2 + \frac{\alpha_{\kappa 2} v_{cp2}^2}{2g} + h_{\Pi}. \quad (III.14)$$

Здесь p_1, p_2 — давление в точках 1 и 2; z_1 и z_2 — ординаты над плоскостью сравнения соответствующих точек поперечных сечений 1 и 2 потока, расположенных на расстоянии L одно от другого; v_{cp1} и v_{cp2} — средние скорости в этих сечениях, связанные зависимостью (I.38). В случае применения этого уравнения, справедливого как при ламинарном, так и при турбулентном течении, сечения 1 и 2 должны быть расположены в местах, где линии тока — параллельные прямые или близки к ним; между сечениями структура потока произвольна. Коэффициент $\alpha_{\kappa} \gg 1$ учитывает влияние неравномерности распределения скорости по сечению на величину кинетической энергии: в круглой трубе при ламинарном течении $\alpha_{\kappa} = 2$, а при турбулентном $\alpha_{\kappa} = 1,05 \div 1,15$. Слагаемое h_{Π} учитывает потери напора, связанные с преодолением потоком сопротивлений на участке L . Оно состоит из потерь h_L по длине на трение о стенки и местных потерь h_M , создаваемых расширениями, сужениями, поворотами потока, арматурой и т. п. При расчетах используют принцип независимости потерь, согласно которому

$$h_{\Pi} = \sum_{i=1}^n h_{L_i} + \sum_{k=1}^m h_{M_k}.$$

Для вычисления h_L и h_M служат формулы:

$$h_L = c_f \frac{LF_{\Pi}}{S} \frac{v_{cp}^2}{2g}; \quad h_M = \zeta \frac{v_{cp}^2}{2g},$$

где c_f — местный коэффициент трения [см. формулу (III.48)]; ζ — коэффициент местного сопротивления; F_{Π} — периметр стенок сечения S . В случае круглой трубы применяют формулу

$$h_L = \lambda \frac{L}{d} \frac{v_{cp}^2}{2g},$$

где $\lambda = 4c_f$, а d — диаметр сечения трубы.

Сведения о коэффициентах c_f , λ и ζ и их зависимости от параметров потока можно найти в работе [4].

Если течение неустановившееся и $v_{cp} = f(t)$, то в правую часть уравнения Бернулли следует добавить слагаемое

$$h_{\Pi} = -\frac{1}{g} \int_L \alpha^* \frac{\partial v_{cp}}{\partial t} dL,$$

представляющее инерционный напор. Коэффициент $\alpha^* \approx 1,03 \div 1,05$ учитывает влияние неравномерности распределения скорости в соответствующем сечении на количество движения потока.

§ 11. ТУРБУЛЕНТНЫЕ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТИ

Турбулентное движение характеризуется неупорядоченным перемешиванием масс жидкости, сложными, меняющимися во времени траекториями частиц и связанными с этими явлениями хаотическими во времени и по пространственным координатам пульсирующими изменениями поля скорости и давления. Статистические

методы позволяют описать осредненные характеристики таких потоков. Турбулентное движение можно рассматривать как результат наложения вихрей различных размеров и интенсивности. Верхний предел масштаба этих вихрей зависит от условий их зарождения (размеры тел, каналов), а минимальное значение определяется влиянием вязкости, способствующей их затуханию (диссипации). Турбулентность, порождаемая в результате действия вязкости вблизи поверхности тел, называется пристенной, а возникающая в процессе течения слоев жидкости с различными скоростями при отсутствии твердых стенок (например, в струях) — свободной. Структура этих двух видов турбулентности различная.

В океане турбулентность порождается разрушением ветровых и внутренних волн, а также неустойчивостью ветровых, придонных течений и связанной со стратификацией плотности [56]. Верхний, перемешанный океанский слой, имеющий в зависимости от времени года толщину от 10 до 100 м и более, характеризуется пульсациями скорости порядка 1 см/с; они убывают с глубиной. В океане турбулентность сосредоточена в пятнах, площадь которых на глубинах от 100 до 300 м составляет от 1 до 5 % площади поверхности воды.

Турбулентность называют изотропной, если ее статистические характеристики в данной точке потока не зависят от направления. Если они одинаковы во всех точках пространства, то турбулентность потока однородна. Турбулентность потоков вблизи поверхности тел и в трубах, где имеется градиент скорости, а не изотропна.

Для потоков жидкости, изучаемых в гидромеханике судна, турбулентный режим течения более характерен, чем ламинарный, который иногда наблюдается, например, в процессе экспериментирования с использованием моделей.

Переход от ламинарного к турбулентному режиму течения допустимо рассматривать как потерю устойчивости ламинарного течения. При теоретическом изучении ее можно использовать методы, разработанные в теории гидродинамической устойчивости движения. Соответствующие положения этой теории и анализ условий, способствующих переходу от ламинарного к турбулентному обтеканию тел, приведены в работах [36, 47 и 97].

На условия перехода от ламинарного к турбулентному течению существенно влияет число Рейнольдса (Re) потока, наличие и интенсивность малых случайных возмущений поля скоростей в потоке и градиента давления. Значение чисел Re, при которых возможна потеря устойчивости движения в потоке, называются критическими.

Для характеристики поля скоростей в турбулентном потоке вводят понятие об осредненных во времени \bar{v} и пульсационных v' скоростях в данной точке пространства.

Осредненная во времени скорость определяется из соотношения $\bar{v} = \int_0^T v dt / T$,

где T — достаточно продолжительный интервал времени, в течение которого фиксировалось изменение истинной скорости потока v в данной точке пространства. Проекция истинной скорости на оси координат и давление могут быть записаны в виде следующих соотношений:

$$v_i = \bar{v}_i + v'_i; \quad p = \bar{p} + p'. \quad (III.15)$$

Таким образом, пульсационная скорость представляет собой отклонения истинной скорости от осредненных во времени значений, а турбулентный поток может рассматриваться как результат наложения осредненного во времени и пульсирующего потоков. Осредненные во времени значения пульсационной скорости и давления равны нулю ($\bar{v}' = 0$; $\bar{p}' = 0$).

Для изучения поля пульсационной скорости турбулентного движения пользуются статистическими характеристиками турбулентности. Степенью, или интенсивностью, турбулентности в данной точке потока называется отношение средней квадратичной пульсационной скорости к осредненной скорости потока, т. е. величина

$$\epsilon_T = \sqrt{\overline{v'^2}} / \bar{v}. \quad (III.16)$$

Она характеризует отношение кинетической энергии пульсационного и осредненного во времени потоков.

Для характеристики структуры поля пульсационных скоростей и их связи в различных точках A и B потока пользуются понятием моментов корреляции скорости. Двойным моментом корреляции называется осредненное во времени произведение пульсаций скорости v'_A и v'_B или их компонентов v'_{A_i} и v'_{B_j} :

$$\Phi_{AB} = \overline{v'_A v'_B}; \quad \Phi_{A_i B_j} = \overline{v'_{A_i} v'_{B_j}}. \quad (III.17)$$

Корреляции $\Phi_{A_i B_j}$ пульсационной скорости образуют матрицу из девяти компонентов, с помощью которых можно определить Φ_{AB} . Тройным моментом корреляции между компонентами пульсационной скорости в точках A и B называется величина

$$S_{A_i B_j} = \overline{v'_{A_i} v'_{A_k} v'_{B_j}}; \quad i, k, j = 1, 2, 3. \quad (III.18)$$

Тройные моменты образуют матрицу из 27 членов.

Коэффициентами корреляции называются безразмерные величины

$$R_{AB} = \frac{\Phi_{AB}}{\sqrt{\overline{v'^2_A}} \sqrt{\overline{v'^2_B}}}; \quad R_{A_i B_j} = \frac{\Phi_{A_i B_j}}{\sqrt{\overline{v'^2_{A_i}}} \sqrt{\overline{v'^2_{B_j}}}}; \quad T_{ik, j} = \frac{S_{A_i B_j}}{\sqrt{\overline{v'^2_{A_i}}} \sqrt{\overline{v'^2_{A_k}}} \sqrt{\overline{v'^2_{B_j}}}}. \quad (III.19)$$

Коэффициенты R_{ij} и $T_{ik, j}$ являются функциями расстояния между точками A и B потока и изменяются от нуля до единицы; нулевое значение соответствует полному отсутствию статистической связи между компонентами пульсационной скорости в сравниваемых точках пространства. Величина Φ_{AB} в изотропном турбулентном потоке может быть определена через продольную (в направлении AB) корреляцию скорости $\Phi_{A_1 B_1}$ и одну из поперечных (относительно AB) $\Phi_{A_2 B_2} = \Phi_{A_3 B_3}$ корреляций.

Если коэффициенты корреляции продольной $R_{A_1 B_1}$ и поперечной $R_{A_2 B_2}$ скорости такого потока известны, то в качестве интегральных характеристик структуры турбулентности можно использовать понятия продольного L_1 и поперечного L_2 интегральных масштабов турбулентности:

$$L_1 = \int_0^{\infty} R_{A_1 B_1} dr; \quad L_2 = \int_0^{\infty} R_{A_2 B_2} dr, \quad (III.20)$$

где r — расстояние от точки A до B .

Перечисленные характеристики турбулентного потока могут быть определены путем экспериментального изучения поля пульсационной скорости. Методы экспериментального исследования турбулентных потоков изложены в работах [88 и 92]. Теоретически структура потоков при помощи этих характеристик изучается на основе статистической теории турбулентности [57 и 92].

Используя принцип осреднения во времени, Рейнольдс получил дифференциальные уравнения осредненного движения жидкости в турбулентном потоке

$$\rho \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \rho v_j \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} = \rho F_i + \frac{\partial p_{ij}}{\partial x_j}; \quad i, j = 1, 2, 3, \quad (III.21)$$

где $x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$, а черта означает осредненную во времени скалярную величину. В случае ньютоновской жидкости

$$\| \bar{p}_{ij} \| = -\bar{p} \delta_{ij} + 2\mu \| \bar{v}_{ij} \| - \rho \| \overline{v'_i v'_j} \|. \quad (III.22)$$

В соответствии с соотношением (III.22) в турбулентном потоке помимо вязкостных напряжений, определяемых через осредненную во времени скорость, возникают дополнительные турбулентные нормальные и касательные

напряжения. Они описываются симметричной матрицей, содержащей моменты корреляции $\Phi_{ij} = \overline{v'_i v'_j}$ проекций пульсационной скорости в данной точке. Эти напряжения возникают в потоке вследствие турбулентного перемешивания и связанного с ним обмена количеством движения соприкасающихся областей жидкости. Во внутренней зоне турбулентного потока они во много раз превосходят по своим значениям соответствующие вязкостные напряжения.

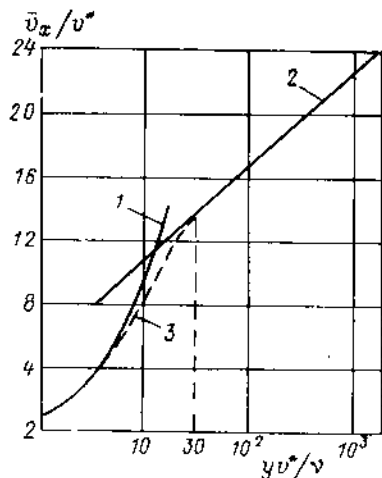


Рис. III.1. Распределение скорости в турбулентном потоке.

1 — по формуле (III.30); 2 — по формуле (III.29); 3 — по единому непрерывному закону.

зывать эмпирические постоянные. В плоскопараллельном потоке при отсутствии продольного перепада давления турбулентное касательное напряжение τ_t может быть вычислено по формуле

$$\tau_t = -\rho \overline{v'_x v'_y} = -\rho l_T^2 \frac{d\bar{v}_x}{dy} \left| \frac{d\bar{v}_x}{dy} \right|, \quad (III.26)$$

где l_T — линейная величина, называемая длиной пути турбулентного перемешивания. Для практического применения этой формулы используют приближенные аппроксимации величины l_T . Согласно предложению Прайдтля в случае пристенной турбулентности

$$l_T = \kappa y, \quad (III.27)$$

где эмпирическая постоянная $\kappa = 0,40$, а y — расстояние от стенки. В соответствии с формулой Ван-Дриста

$$l_T = \kappa y \left(1 - e^{-\frac{y v^*}{A \nu}} \right), \quad (III.28)$$

где постоянная $A = 26$, а $v^* = \sqrt{\tau_0/\rho}$ (τ_0 — касательное напряжение на твердой стенке). При больших значениях y по этой формуле получается значение l_T , соответствующее выражению (III.27). В свободных турбулентных струях l_T практически постоянна поперек потока и зависит лишь от ширины струи, т. е. от x ; $l_T = \kappa_1 \delta$, где δ — ширина струи, а κ_1 — постоянная.

В плоскопараллельном турбулентном потоке, где $\partial p/\partial x = 0$ и $\tau = \tau_0 = \text{const}$, применение формул (III.26) и (III.27) позволяет получить закон распределения осредненной скорости в виде

$$\bar{v}_x = v^* \left(\frac{1}{\kappa} \ln \frac{y v^*}{\nu} + C \right). \quad (III.29)$$

В случае плоскопараллельного турбулентного потока вдоль твердой стенки с компонентами скоростей

$$v_x = \bar{v}_x + v'_x; \quad v_y = v'_y \quad (III.23)$$

касательное напряжение определяется зависимостью

$$\bar{\tau}_{xy} = \bar{\tau}_{yx} = \tau = \mu \frac{d\bar{v}_x}{dy} = \rho \overline{v'_x v'_y}. \quad (III.24)$$

Если, следуя Буссинеску, ввести понятие турбулентной вязкости ν_T , то это соотношение примет вид

$$\tau = \rho (\nu + \nu_T) \frac{d\bar{v}_x}{dy}, \quad (III.25)$$

причем ν_T поперек потока непостоянно и зависит от закона распределения осредненной скорости \bar{v}_x .

Для расчета турбулентных напряжений необходимо установить связь между ними и осредненной во времени скоростью; эта связь устанавливается теориями турбулентности, для замыкания уравнений которых необходимо использовать эмпирические постоянные.

Здесь C — эмпирическая постоянная. Однако этот логарифмический закон не справедлив вблизи стенки, где $y \rightarrow 0$. В данной зоне доминируют вязкостные напряжения. Ограничиваясь в формуле (III.24) первым слагаемым, можно получить

$$\bar{v}_x = \frac{v^* y}{\nu}. \quad (III.30)$$

На некотором расстоянии $y = \delta_L$ соотношения (III.29) и (III.30) сопрягаются: это расстояние, где $v^* \delta_L / \nu = \alpha_{\pi}$ определяет границу условного вязкого подслоя ($\alpha_{\pi} = 11 + 12; C = \alpha_{\pi} - \frac{1}{\kappa} \ln \alpha_{\pi} \approx 5,2$).

Совокупность законов (III.29) и (III.30) представляет двуслойную модель турбулентного потока вдоль плоской стенки. Единый непрерывный закон распределения скорости такого потока можно получить, если использовать формулу (III.24) с полной правой частью и определить ν_T по формуле (III.28). Сопоставление этого решения с решением для двуслойной модели показано на рис. III.1.

§ 12. ДИНАМИЧЕСКОЕ ПОДОБИЕ ПОТОКОВ ЖИДКОСТИ И ОБЩИЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ СИЛ

Для исследования гидродинамических сил и моментов, возникающих при обтекании судов, движителей, рулей, широко используются результаты опытов с моделями этих тел в бассейнах, аэродинамических трубах и на других экспериментальных установках. Чтобы по результатам испытаний моделей можно было судить о гидродинамических силах, возникающих на моделируемых натуральных объектах, потоки, обтекающие натуральный объект и его модель, должны быть динамически подобны [24, 75, 98].

Потоки жидкости, обтекающие геометрически подобные тела, являются динамически подобными, если подобны картины их линий тока и равны безразмерные гидродинамические силы, действующие в соответствующих точках потоков.

Для соблюдения динамического подобия, помимо обеспечения геометрического подобия натурального объекта и его модели, в том случае, когда объект находится в ограниченном потоке, обязательно также геометрическое подобие границ потоков. Это означает, например, что исследуя движение судна в канале, его модель следует буксировать в канале с геометрически подобным профилем при сохранении соответствия с натурой относительных размеров модели и канала.

Динамического подобия потоков можно достичь, если обеспечить равенство критериев подобия у модели и природы. Критерии подобия налагают ограничения на скорость потока в зависимости от масштаба модели и физических свойств жидкостей, обтекающих модель и натуральный объект. Теорией подобия установлено, что критериями динамического подобия для потоков вязкой несжимаемой жидкости являются следующие безразмерные числа:

число Эйлера

$$Eu = 2p/(\rho v^2); \quad (III.31)$$

число Фруда

$$Fr = v/\sqrt{gL}; \quad (III.32)$$

число Рейнольдса

$$Re = \nu L/\nu; \quad (III.33)$$

число Струхала

$$Sh = L/(vT), \quad (III.34)$$

где v — характерная скорость потока; L — характерный линейный размер; T — характерный промежуток времени. В качестве характерной может быть выбрана, например, скорость движения тела, скорость набегающего потока на значительном удалении впереди тела и т. д. При выборе характерного линейного размера следует учитывать особенности рассматриваемого движения. Исследуя сопротивление

движению, чаще всего в качестве L выбирают длину тела в направлении потока, а в ряде случаев, в том числе при изучении гласирования, — ширину B или величину $V^{2/3}$, где V — объемное водоземещение судна. На мелкой воде движение характеризуется глубиной воды H , через которую нередко выражают число Фруда.

Число Эйлера представляет собой отношение давления в данной точке потока к скоростному напору. Это число играет важную роль при моделировании явления кавитации, когда для обеспечения динамического подобия потоков следует соблюдать равенство чисел кавитации модели и натуре. Число кавитации

$$\sigma = 2(p_{\infty} - p_k) / (\rho v^2), \quad (III.35)$$

где p_k — давление в каверне; число кавитации по существу представляет собой число Eu , выраженное через разность давлений. Коэффициент давления

$$\bar{p} = 2(p - p_{\infty}) / (\rho v_{\infty}^2), \quad (III.36)$$

где p_{∞} и v_{∞} — давление и скорость в невозмущенном потоке, также является модификацией числа Eu .

Если движение тела не сопровождается возникновением кавитации, то равенство \bar{p} и чисел Eu в соответствующих точках потоков у натуре и модели при условии соблюдения равенства прочих критериев подобия, т. е. чисел Fr , Re и Sh , обеспечивается. Поэтому критерий Эйлера в таких случаях самостоятельной роли не играет. Если жидкость невязкая и отсутствует волнообразование, равенство коэффициентов давления \bar{p} у геометрически подобных тел при установившемся движении достигается на любой скорости движения без выполнения каких-либо дополнительных требований.

Число Фруда характеризует отношение инерционных сил к силе тяжести, действующей в потоке жидкости. Равенство чисел Fr у модели и натуре обеспечивает пропорциональность этих сил, и его следует добиваться во всех случаях, когда в потоке играют существенную роль явления, вызванные весомостью жидкости. Следовательно, при соблюдении равенства

$$\frac{v_M}{\sqrt{gL_M}} = \frac{v_N}{\sqrt{gL_N}} \quad (III.37)$$

картины волнообразования около модели и натуре при их движении будут геометрически подобны (индекс «м» относится к модели, а «н» — к натуре), вызванные волнообразованием силы пропорциональны отношению куба, а гидродинамические моменты — четвертой степени отношения их линейных размеров.

Скорость движения модели исходя из равенства чисел Fr модели и натуре можно вычислить по формуле

$$v_M = v_N \sqrt{k}, \quad (III.38)$$

где $k = L_M/L_N$ — линейный масштаб модели. Так же находят скорость движения моделей судов при их испытаниях в опытовых бассейнах; эта скорость меньше скорости судна. Для тел, движение которых под свободной поверхностью воды не сопровождается волнообразованием, соблюдение равенства чисел Fr при испытаниях моделей не является необходимым.

Число Рейнольдса характеризует отношение инерционных сил к силам вязкости в потоке жидкости. Для сохранения пропорциональности данных сил у модели и натуре следует обеспечить равенство их чисел Re , т. е.

$$\frac{v_M L_M}{\nu_M} = \frac{v_N L_N}{\nu_N} \quad (III.39)$$

При выполнении этого равенства картины вихреобразования и пограничные слои модели и натуре будут геометрически подобны, если одновременно соблюдается одинаковая относительная протяженность ламинарных участков пограничного слоя, которая, помимо числа Re , зависит от состояния поверхности тела и степени турбулентности набегающего внешнего потока. Из условия равенства чисел Re скорость движения модели определяется по формуле

$$v_M = v_N \frac{L_N}{L_M} \frac{\nu_M}{\nu_N} \quad (III.40)$$

Согласно этой формуле скорость движения модели при испытании ее в жидкости с той же плотностью и вязкостью, в какой движется натуральный объект, оказывается больше в \sqrt{k} раз по сравнению со скоростью натуре, а силы вязкостной природы, действующие на модель и на натуре, будут равны. Практически обычно равенство чисел Re при испытании моделей судов, движителей и рулей как в бассейнах, так и в кавитационных и аэродинамических трубах осуществить не удается. Неосуществимо и одновременное соблюдение равенства чисел Fr и Re , которое требуется при испытании моделей надводных судов; в этом случае вязкость жидкости для испытания модели определяется формулой $\nu_M = \nu_N k^{3/2}$.

Подобрать жидкость, вязкость ν_M которой позволит выполнить данное условие, практически невозможно. Поэтому при испытании моделей тел, движущихся вблизи или на свободной поверхности жидкости, осуществляют частное моделирование, определяя скорость движения модели только из условия равенства чисел Fr . Чтобы уменьшить влияние несоответствия чисел Re в процессе таких испытаний, применяют модели достаточно больших размеров, позволяющих учесть это влияние с некоторым приближением расчетным путем.

Число Струхала представляет собой условие подобия движений жидкости, зависящих от времени, т. е. неустановившихся движений. При изучении установившегося движения необходимость в учете данного критерия подобия отпадает. В случае периодического движения в качестве характерного промежутка времени в числе Sh следует выбрать период T явления. При одновременном соблюдении равенства чисел Fr и Sh

$$T_M = T_N \sqrt{k}. \quad (III.41)$$

Для вычисления гидродинамических сил R и моментов M служат общие формулы:

$$R = C \frac{\rho v^2}{2} S; \quad (III.42)$$

$$M = C_m \frac{\rho v^2}{2} SL. \quad (III.43)$$

Безразмерный множитель C называется коэффициентом гидродинамической силы, а C_m — коэффициентом гидродинамического момента; S — характерная площадь; L — характерный линейный размер. Коэффициенты C и C_m определяются либо экспериментально, либо путем теоретических расчетов. Оба эти коэффициента зависят от формы тела, его положения относительно направления движения и являются функциями критериев динамического подобия, т. е.

$$C = f_1(Fr, Re, Sh); \quad C_m = f_2(Fr, Re, Sh). \quad (III.44)$$

Частные случаи:

установившееся течение вязкой жидкости

$$C = f_1(Fr, Re); \quad C_m = f_2(Fr, Re); \quad (III.45)$$

движение тела с постоянной скоростью при отсутствии волнообразования

$$C = f_1(Re); \quad C_m = f_2(Re); \quad (III.46)$$

движение тела с постоянной скоростью в невязкой жидкости при волнообразовании

$$C = f_1(Fr); \quad C_m = f_2(Fr). \quad (III.47)$$

Если потоки, обтекающие натуральный объект и его модель, динамически подобны, то у модели и натуре равны коэффициенты гидродинамических сил и гидродинамических моментов.

4 Для тел некоторых форм (пластины, расположенные поперек потока, шары, круговые цилиндры и т. п.), движущихся в сплошной жидкости вдали от свободной поверхности, в значительном диапазоне изменения чисел Re коэффициенты гидродинамических сил и моментов практически являются постоянными величинами. Это означает, что картины обтекания данных тел не зависят от скорости. Потоки, в которых коэффициенты гидродинамических сил не зависят от чисел Re или других критериев подобия, называются а в т о м о д е л ь н ы м и. Если натуральный объект

движется с числами Re , соответствующими зоне автомодельности, то его обтекание моделируется при любых Re , не выходящих за пределы этой зоны. Для надводных тел при очень большой и малой скорости движения возможна автомодельность потоков также и по отношению к числам Fr .

Для расчета касательных напряжений (сил трения) τ_0 , действующих вдоль поверхности тела, обтекаемого вязкой жидкостью, применяют формулу

$$\tau_0 = c_f \rho v^2 / 2, \quad (III.48)$$

где c_f — местный коэффициент трения; этот безразмерный коэффициент является функцией числа Re .

Если особенности потоков зависят от свойств жидкости, не учитываемых в гидродинамике несжимаемой жидкости, то для моделирования таких потоков и возникающих в них сил необходимо принимать во внимание соответствующие дополнительные критерии подобия. В потоках сжимаемой жидкости дополнительными критериями подобия являются: число Маха

$$M = v/c_s, \quad (III.49)$$

(c_s — скорость распространения звука) и число Прандтля

$$Pr = \mu c_p / \lambda_T, \quad (III.50)$$

где c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; λ_T — теплопроводность.

В потоках, где значительная роль принадлежит силам поверхностного натяжения жидкости (σ_n — поверхностное натяжение жидкости) критерием подобия служит число Вебера

$$We = \sigma_n / (\rho v^2 L). \quad (III.51)$$

В турбулентных потоках их характеристики и гидродинамические силы зависят от степени турбулентности ϵ_T потока, определяемой соотношением (III.16).

В жидкости, для которой характерна зависимость (III.5), критерием моделирования служит обобщенное число Рейнольдса.

$$Re_0 = \frac{v^{2-n} L^n \rho}{\mu_n}. \quad (III.52)$$

Критерием подобия стратифицированных по вертикали потоков является число Ричардсона

$$Ri = \frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^{-2}.$$

В океане $\partial \rho / \partial z \approx 1 \cdot 10^{-6}$ г/см⁴; в атмосфере при изменении t на 1 град/м $\partial \rho / \partial z \approx 4 \cdot 10^{-8}$ г/см⁴.

Изучая процессы взаимодействия потока с упругими конструкциями (гидроупругость, движение во льдах), в качестве критерия подобия используют число Коши

$$Ch = \rho v^2 / E, \quad (III.53)$$

где E — модуль упругости материала конструкции или льда.

В потоках вязкоупругих жидкостей, для которых характерно время релаксации θ_1 , дополнительным критерием подобия служит число Дебора

$$De = v \theta_1 / L, \quad (III.54)$$

где L — характерный линейный размер в направлении скорости потока.

При воздействии соответствующих свойств жидкости на структуру потока коэффициенты гидродинамических сил и моментов будут функциями также и этих дополнительных критериев подобия. Помимо перечисленных выше критериев в ряде случаев рационально использовать иные безразмерные числа, состоящие из их комбинаций. Применение удачно выбранных комбинированных критериев подобия, от которых в свою очередь зависят коэффициенты гидродинамических сил и моментов, может способствовать обобщению результатов обработки экспериментальных и теоретических материалов.

§ 13. ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ И ЕГО СВОЙСТВА

При обтекании тел вязкой жидкостью в случае больших значений чисел Re весь поток можно условно разделить, как показано на рис. III.2, на три зоны:

1) пограничный слой, представляющий область потока вдоль поверхности тела, в которой возникают значительные силы вязкости;

2) поток вне пограничного слоя; силы вязкости в нем незначительны, поэтому движение происходит в соответствии с законами течений невязкой жидкости;

3) область гидродинамического следа за телом, где на структуре потока существенно сказываются характер течения жидкости и явления, происходящие в пограничном слое.

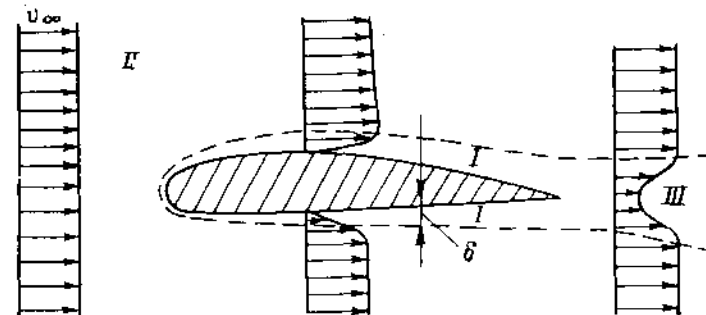


Рис. III.2. Пограничный слой при обтекании профиля.

I—III — зоны потока.

В процессе изучения плоского и осесимметричного пограничного слоя обычно полагают, что ось x совпадает с поверхностью тела, а ось y направлена по нормали к соответствующей точке поверхности.

Поперечные размеры пограничного слоя малы по сравнению с длиной тела, и в нем происходит интенсивное изменение скорости от нулевого значения на поверхности тела до скорости потока на внешней границе пограничного слоя. Для характеристики поперечных размеров пограничного слоя пользуются понятием его толщины δ (см. рис. III.2), которая определяется как расстояние от стенки до точки, где скорость составляет 99,5 % скорости внешнего потока. Это понятие является условным. Точность определения δ зависит от совершенства техники эксперимента. Более общие понятия — интегральные характеристики пограничного слоя — приведены ниже.

Толщиной вытеснения называется величина

$$\delta^* = \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{v_x}{v} \right) dy, \quad (III.55)$$

где v_x — скорость в пограничном слое на расстоянии y от поверхности тела; $v(x)$ — скорость потока на внешней границе пограничного слоя. Она характеризует отклонение линий тока внешнего потока под влиянием пограничного слоя по сравнению с линиями тока при обтекании тела невязкой жидкостью, т. е. без пограничного слоя.

Толщина потери импульса

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{v_x}{v} \left(1 - \frac{v_x}{v} \right) dy \quad (III.56)$$

характеризует потерю количества движения потока в связи с преодолением сил вязкости в пограничном слое.

Толщиной потери энергии называется величина

$$\delta^{***} = \int_0^{\delta} \frac{v_x}{v} \left(1 - \frac{v_x^2}{v^2}\right) dy, \quad (III.57)$$

определяющая потерю кинетической энергии в пограничном слое, вызванную ее диссипацией под влиянием вязкости.

В случае продольного обтекания тел вращения для описания осесимметричного пограничного слоя в качестве интегральных характеристик можно использовать понятия его площади Θ , площади вытеснения Θ^* , площади потери импульса Θ^{**} и площади потери энергии Θ^{***} , которые в пределах угла цилиндри-

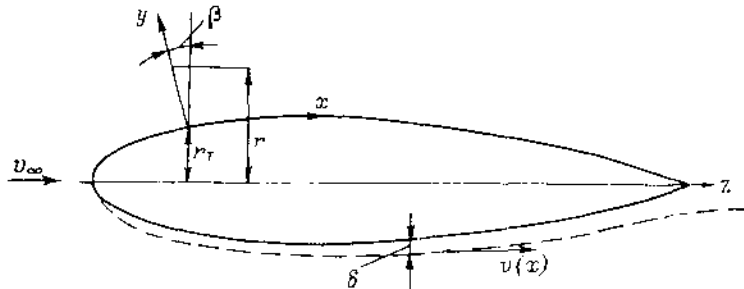


Рис. III.3. Пограничный слой тела вращения.

ческой системы координат, равного одному радиану, определяются зависимостями

$$\left. \begin{aligned} \Theta &= \int_0^{\delta} r dy; & \Theta^* &= \int_0^{\delta} \left(1 - \frac{v_x}{v}\right) r dy; \\ \Theta^{**} &= \int_0^{\delta} \frac{v_x}{v} \left(1 - \frac{v_x}{v}\right) r dy; & \Theta^{***} &= \int_0^{\delta} \frac{v_x}{v} \left(1 - \frac{v_x^2}{v^2}\right) r dy. \end{aligned} \right\} \quad (III.58)$$

где $r = r_T \pm y \cos \beta$ (рис. III.3).

В случае когда не только $\delta \ll L$, но и $\delta \ll r_T$, пограничный слой можно рассматривать как относительно «тонкий» на всем протяжении длины тела вращения, а зависимости (III.58) представить приближенно в виде

$$\Theta = \delta r_T; \quad \Theta^* = \delta^* r_T; \quad \Theta^{**} = \delta^{**} r_T; \quad \Theta^{***} = \delta^{***} r_T. \quad (III.59)$$

В интегральных характеристиках верхний предел интегрирования δ допустимо заменить бесконечностью, так как вне границы пограничного слоя подынтегральная функция обращается в нуль.

Для описания структуры пограничного слоя пользуются числом Рейнольдса, выраженным либо через отстояние данного сечения x от носовой оконечности тела, либо через толщины δ , δ^* и δ^{**} , т. е.

$$Re_x = vx/v; \quad Re_{\delta} = v\delta/v; \quad Re^* = v\delta^*/v; \quad Re^{**} = v\delta^{**}/v. \quad (III.60)$$

Между этими видами чисел Рейнольдса можно установить однозначную связь. В зависимости от значения местных чисел Re , изменяющихся вдоль пограничного слоя, поток в нем может быть как ламинарным, так и турбулентным; различают ламинарный и турбулентный слои, законы движения жидкости в которых различны. Нередко в передней части тела слой ламинарен, а далее вслед за переходной областью (рис. III.4), турбулентен; такой пограничный слой называется смешанным.

Давление в каждом поперечном сечении пограничного слоя можно считать постоянным и равным давлению во внешнем потоке на границе пограничного слоя.

Таким образом, закон изменения давления вдоль пограничного слоя совпадает с законом изменения давления в потоке вдоль внешней границы пограничного слоя. Закон распределения давления вдоль пограничного слоя определяют экспериментально, измеряя давление вдоль поверхности тела; его можно найти в первом приближении теоретически — путем расчета обтекания тела потенциальным потоком, пользуясь методами, указанными в § 5.

Влияние пограничного слоя приводит к перераспределению давления по поверхности тела по сравнению со случаем обтекания его невязкой жидкостью, однако у тел удлиненных, с небольшими продольными перепадами давления, это влияние

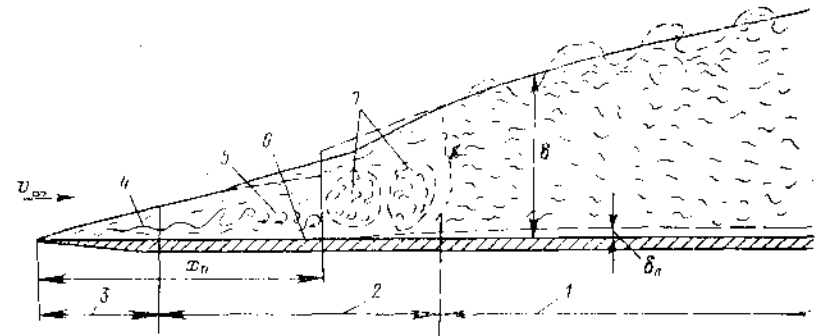


Рис. III.4. Смешанный пограничный слой.

1 - турбулентный пограничный слой; 2 - переходная область; 3 - ламинарный пограничный слой; 4 - волны возмущений; 5 - продольные вихри; 6 - местные отрывы и выбросы в пограничный слой; 7 - турбулентные пятна; δ_n - толщина условного вязкого подслоя.

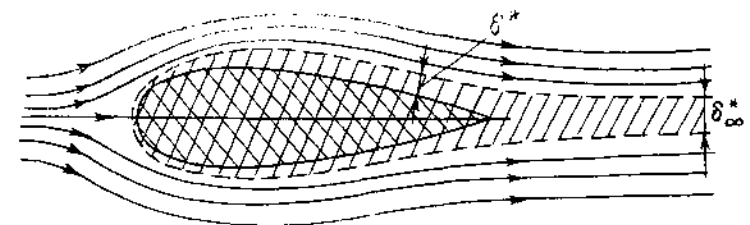


Рис. III.5. Схема обтекания полутела.

невелико. В итоге перераспределения давления, вызванного влиянием вязкости, возникает результирующая сил давления на направление движения тела, которая называется сопротивлением формы R_{Vp} ; результирующая сила трения на направление движения называется сопротивлением трения R_f . Сумма сопротивлений формы и сопротивления трения составляет вязкостное сопротивление тела

$$R_V = R_{Vp} + R_f.$$

Обратное влияние пограничного слоя на распределение давления вдоль поверхности удлиненных тел можно учесть, если, пользуясь предложением Л. Г. Лойцянского, рассчитать распределение давления при обтекании потенциальным потоком полутела, образованного наращиванием на тело и на нулевую линию тока в его гидродинамическом следе толщины вытеснения δ^* (рис. III.5), рассчитанной в первом приближении по эпюре давления, соответствующей обтеканию тела невязкой жидкостью.

Если продольный перепад давления вдоль поверхности тела значительный, то вниз по потоку за точкой, где эпюра давления имеет минимум, возможно явление отрыва пограничного слоя. В точке отрыва плоского и осесимметричного пограничного слоя касательная к эпюре скоростей совпадает с нормалью к поверхности тела, т. е. здесь $\partial v_x / \partial y = 0$, а следовательно, и касательное напряжение на стенке

$\tau_0 = 0$. В точке отрыва берут начало вихревые дорожки, образующиеся за плохо обтекаемыми телами. У хорошо обтекаемых удлиненных тел с малыми продольными перепадами давления вдоль поверхности отрыв пограничного слоя может не наступить. Положение точки отрыва пограничного слоя зависит от режима течения жидкости в слое; у ламинарного пограничного слоя она не зависит от скорости обтекания тела и расположена выше по потоку, т. е. ближе к носу тела, чем у турбулентного.

Пограничный слой, возникающий при обтекании цилиндрических тел большого размаха (крыльев, цилиндров, пластин и т. п.), является плоским. Движение жидкости внутри плоского ламинарного пограничного слоя вдоль тела, кривизна поверхности которого невелика, может быть исследовано при помощи уравнений Прандтля и уравнения неразрывности:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2}; \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= 0; \quad \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (III.61)$$

Для осесимметричного ламинарного пограничного слоя система уравнений имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2}; \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= 0; \quad \frac{\partial}{\partial x} (v_x r) + \frac{\partial}{\partial y} (v_y r) = 0, \end{aligned} \right\} \quad (III.62)$$

причем, если $\delta \ll r_T$, то уравнение неразрывности в системе (III.62) упрощается:

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} + \frac{v_x}{r_T} \frac{dr_T}{dx} = 0.$$

В установившемся течения производная $\partial v_x / \partial t = 0$. При интегрировании систем (III.61) и (III.62) функция $\partial p / \partial x$ должна быть известна и определена одним из вышеуказанных способов. Граничные условия состоят в том, что на поверхности тела при $y = 0$ $v_x = v_y = 0$, а на удалении от тела при $y \rightarrow \infty$ $v_x = v$.

В случае исследования плоского турбулентного пограничного слоя уравнения Прандтля можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial t} + \bar{v}_x \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} + \bar{v}_y \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x} (-\rho \overline{v'_x v'_x}) + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{\tau}}{\partial y}; \\ \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} (-\rho \overline{v'_y v'_y}) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (III.63)$$

где \bar{v}_x и \bar{v}_y — осредненные по времени значения проекций скоростей в данной точке турбулентного пограничного слоя, а $\bar{\tau}$ определяется по формуле (III.24). Обычно в этих уравнениях пренебрегают производными, содержащими $-\rho \overline{v'_x v'_x}$ и $-\rho \overline{v'_y v'_y}$.

Многие методы расчета ламинарного и турбулентного стационарных пограничных слоев основаны на применении интегральных соотношений. Эти соотношения имеют форму обыкновенных дифференциальных уравнений — в отличие от уравнений в частных производных (III.61)—(III.63) — и более удобны для интегрирования.

Первое интегральное соотношение основано на применении к пограничному слою закона количества движения. Для плоского пограничного слоя оно имеет следующий безразмерный вид:

$$\frac{d\delta^{**}}{dx} + \frac{dv}{dx} \frac{\delta^{**}}{v} \left(2 + \frac{\delta^*}{\delta^{**}} \right) = \frac{\tau_0}{\rho v^2}; \quad (III.64)$$

в случае осесимметричного слоя

$$\frac{d\theta^{**}}{dx} + \frac{dv}{dx} \frac{\theta^{**}}{v} \left(2 + \frac{\theta^*}{\theta^{**}} \right) = r_T \frac{\tau_0}{\rho v^2}, \quad (III.65)$$

а для тонкого осесимметричного пограничного слоя, когда $\delta \ll r_T$,

$$\frac{d\delta^{**}}{dx} + \frac{dv}{dx} \frac{\delta^{**}}{v} \left(2 + \frac{\delta^*}{\delta^{**}} \right) + \frac{\delta^{**}}{r_T} \frac{dr_T}{dx} = \frac{\tau_0}{\rho v^2}. \quad (III.66)$$

В частном случае продольного обтекания плоской пластины $\partial p / \partial x = 0$ и интегральное соотношение (III.64) упрощается:

$$\frac{d\delta^{**}}{dx} = \frac{\tau_0}{\rho v^2}. \quad (III.67)$$

Применяя к пограничному слою теорему об изменении кинетической энергии, можно получить второе интегральное соотношение для плоского пограничного слоя

$$\frac{1}{v^3} \frac{d}{dx} (v^3 \delta^{***}) = 2 \int_0^{\delta} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{v_x}{v} \right) \frac{\tau}{\rho v^2} dy. \quad (III.68)$$

Его правая часть характеризует диссипацию энергии в пограничном слое.

Используя уравнение неразрывности для зоны потока в пограничном слое, получают интегральное соотношение сохранения массы, которое для плоского пограничного слоя имеет вид

$$\frac{1}{v} \frac{d}{dx} [v (\delta - \delta^*)] = \frac{d\delta}{dx} - \frac{v_{y\delta}}{v}, \quad (III.69)$$

а в случае осесимметричного слоя

$$\frac{1}{vr_\delta} \frac{d}{dx} [v (\theta - \theta^*)] = \frac{d\theta}{dx} - \frac{v_{y\theta}}{v}, \quad (III.70)$$

где $v_{y\delta}$ — поперечная составляющая скорости на внешней границе пограничного слоя; r_δ — радиус его внешней границы. Правая часть в формулах (III.69) и (III.70) называется функцией захвата массы и, как показывают исследования, зависит от параметров $(\delta - \delta^*) / \delta^{**}$ или соответственно от $(\theta - \theta^*) / \theta^{**}$.

Применяя к зоне плоского пограничного слоя закон моментов количества движения, получают интегральное соотношение моментов

$$\begin{aligned} \frac{d}{dx} \left[v^2 \int_0^{\infty} y \left(1 - \frac{v_x}{v} \right) \frac{v_x}{v} dy \right] + \\ + v \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{v_x}{v} \right) \frac{d}{dx} \left(vy + \int_0^y v_x dy \right) dy = \frac{1}{\rho} \int_0^{\infty} \tau dy. \end{aligned}$$

Все перечисленные интегральные соотношения справедливы как для ламинарных, так и турбулентных пограничных слоев; в случае турбулентного течения под v_x следует понимать осредненную во времени скорость потока в пограничном слое, а τ представить в соответствии с формулой (III.24).

Чтобы с помощью одного или совокупности нескольких интегральных соотношений произвести расчет пограничного слоя, следует использовать дополнительные зависимости — закон распределения скоростей $v_x(x, y)$ в пограничном слое и закон сопротивления, устанавливающий связь между распределением скорости в пограничном слое и касательным напряжением τ_0 на стенке. Эти законы обычно представляют в виде функций таких характеристик пограничного слоя, как δ^* , δ^{**} или δ (или θ^* , θ^{**} , θ), которые наряду с τ_0 являются искомыми величинами в про-

цессе его расчета. Аппроксимация законов распределения скорости, сопротивления, а также функции захвата массы и диссипации энергии производится на основании обработки материалов теоретических или экспериментальных исследований.

§ 14. ЛАМИНАРНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

Ламинарный пограничный слой можно рассчитать путем интегрирования уравнений (III.61) или (III.62). Однако сложность этих уравнений приводит к тому, что получить их точные решения для случаев обтекания даже простых форм тел не удается, и известно лишь ограниченное число решений для потоков с простейшими законами распределения скорости $v(x)$ вдоль внешней границы их пограничного слоя [49]. Среди таких решений важное значение имеет расчет характеристик ламинарного слоя вдоль полубесконечной тонкой пластины, для которой $dp/dx = 0$, выполненный Вязиным. Согласно этому решению для интегральных характеристик слоя вдоль плоской пластины и его толщины следует использовать соотношения

$$\delta^* = 1,73 \sqrt{\frac{vx}{v_\infty}}; \quad \delta^{**} = 0,664 \sqrt{\frac{vx}{v_\infty}}; \quad \delta = 5,2 \sqrt{\frac{vx}{v_\infty}}. \quad (III.71)$$

Касательные напряжения на поверхности пластины определяются формулой

$$\tau_0 = 0,332 \sqrt{\frac{\mu v_\infty^3}{x}}, \quad (III.72)$$

где v_∞ — скорость набегающего потока; x — расстояние от передней кромки.

Коэффициент сопротивления трения C_F пластины, имеющей длину L ,

$$C_F = 1,328 \sqrt{Re}, \quad (III.73)$$

где $Re = v_\infty L/\nu$, а сопротивление трения вычисляется по формуле (III.110). Экспериментальная проверка показала, что эти формулы можно использовать, если числа $Re < (2,0 \div 2,5) \cdot 10^5$.

Для расчета с помощью уравнений (III.61) и (III.62) ламинарного пограничного слоя вдоль поверхности профилей или тел вращения с заданными обводами и известным распределением скорости $v(x)$ вдоль их поверхности необходимо использовать численные методы. К ним относятся различные модификации разностных схем, реализуемые с помощью ЭВМ. Расчеты выполняются в безразмерных переменных и в случае полностью ламинарного пограничного слоя оканчиваются либо на задней кромке, либо в точке поверхности тела, где $\tau_0 = 0$, т. е. в точке отрыва пограничного слоя. На рис. III.6 показан результат расчета пограничного слоя вдоль поверхности тела вращения, выполненного в СО АН СССР с помощью численного интегрирования уравнений (III.62). Для расчета пограничного слоя использована найденная теоретически с помощью формулы (II.102) эюра распределения скорости $\bar{v}(x)$ и коэффициента давления $\bar{p}(x)$ этого тела.

Для приближенных расчетов плоского и осесимметричного ламинарного или начального ламинарного участка смешанного пограничного слоя удобно применять методы, основанные на интегральных соотношениях и, в частности, определяемые формулами (III.64) — (III.66). В этом случае в качестве закона сопротивления используется формула Ньютона $\tau_0 = \mu dv_x/dy$ при $y = 0$. Закон распределения скоростей $v_x(x, y)$ может быть представлен в виде приближенных зависимостей, удовлетворяющих граничным условиям на внешней и внутренней границах пограничного слоя, таким как

$$\left. \begin{aligned} v_x = 0 \quad \text{и} \quad v \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} = -v \frac{dv}{dx} \quad \text{при} \quad y = 0; \\ v_x = v, \quad \frac{\partial v_x}{\partial y} = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial^2 v_x}{\partial y^2} = 0 \quad \text{при} \quad y = \delta. \end{aligned} \right\} \quad (III.74)$$

С целью аппроксимация закона применимы также результаты точных решений, полученные для частных случаев ускоренных и замедленных внешних потоков с по-

мощью интегрирования уравнений (III.61). Во всех случаях закон распределения скорости может быть представлен в виде $v_x = v F_1(\eta, f, f_1, \dots, f_n)$, где η — безразмерная ордината, а f_i — безразмерные форм-параметры, учитывающие влияние формы обтекаемого тела на структуру его пограничного слоя через характеристики внешнего потенциального потока. В зависимости от выбранного числа i таких параметров закон распределения скорости может быть одно- или многопараметрическим [49]. Наиболее простыми и вместе с тем достаточно эффективными являются однопараметрические методы, разработанные Н. Е. Кочиным, Л. Г. Лойцяским, Твейтсом и другими авторами.

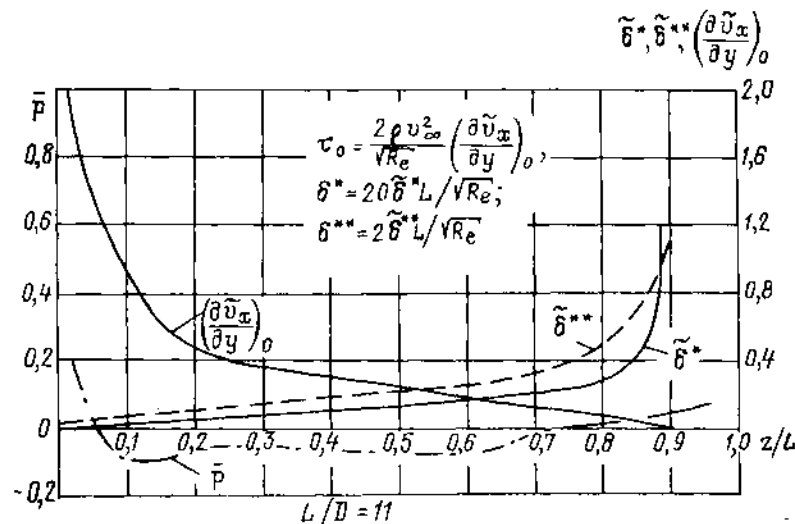


Рис. III.6. Ламинарный пограничный слой тела вращения.

Если в качестве форм-параметра принять величину

$$f = \frac{\delta^{**2}}{\nu} \frac{dv}{dx}, \quad (III.75)$$

т. е. представить закон распределения скорости в виде $v_x = v F_1(y/\delta^{**}, f)$, то уравнение (III.66) можно преобразовать к виду

$$\frac{df}{dx} = f \left(\frac{v''}{v'} - 2 \frac{r_T'}{r_T} \right) + \frac{v'}{v} (a - bf), \quad (III.76)$$

интеграл которого

$$f = - \frac{av'}{r_T^2 v^b} \int_0^x r_T^2 v^{b-1} dx. \quad (III.77)$$

Здесь штрих означает производную по координате x . Расчет начинается от передней критической точки, где $x = 0$ и

$$f(0) = a/b, \quad (III.78)$$

т. е. в этой точке в соответствии с формулой (III.75)

$$\delta^{**} = \sqrt{\frac{a}{b} \frac{\nu}{v'}}. \quad (III.79)$$

Характеристики пограничного слоя вычисляются, после расчета $f(x)$, по формулам

$$\left. \begin{aligned} \delta^{**} &= \sqrt{\frac{f\nu}{v}}; & \delta^* &= \delta^{**} H(f); \\ \delta &= \delta^{**}/H^{**}(f); & \tau_0 &= \frac{\mu v}{\delta^{**}} \zeta(f). \end{aligned} \right\} \quad (III.80)$$

Функции $H(f)$, $H^{**}(f)$, $\zeta(f)$, постоянные a и b , как и значение критического форм-параметра f_0 , при котором $\zeta = 0$, т. е. $\tau_0 = 0$, и наступает отрыв ламинарного пограничного слоя, зависят от выбранной аппроксимации поля скоростей $u_x(y)$ и у разных авторов несколько различаются. Согласно исследованиям Л. Г. Лойцянского можно принять $a = 0,44$, $b = 5,48$, $f_0 = -0,089$, а для функций H , H^{**} и ζ пользоваться формулами

$$\left. \begin{aligned} H &= 56f^2 - 9f + 2,61; \\ H^{**} &= -2,22f^3 - 0,28f + 0,11; \\ \zeta &= -6,3f^2 + 1,9f + 0,219. \end{aligned} \right\} \quad (III.81)$$

При значениях абсциссы x , где $f = f_0$, расчет слоя следует закончить, так как за точкой отрыва расчет пограничного слоя не имеет смысла. Расчет плоского пограничного слоя на профиле следует выполнять отдельно для верхней и нижней стороны. При этом в формуле (III.77) следует положить $r_T = 1$; остальные расчетные зависимости, постоянные и функции H , H^{**} и ζ сохраняют вид и значения, характерные для осесимметричного пограничного слоя.

§ 15. ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

Переход от ламинарного к турбулентному течению в пограничном слое обусловлен потерей устойчивости ламинарного течения по отношению к возмущениям, поступающим в пограничный слой. Эти возмущения могут поступать извне и тогда их интенсивность связана со степенью турбулентности ϵ_T внешнего потока.

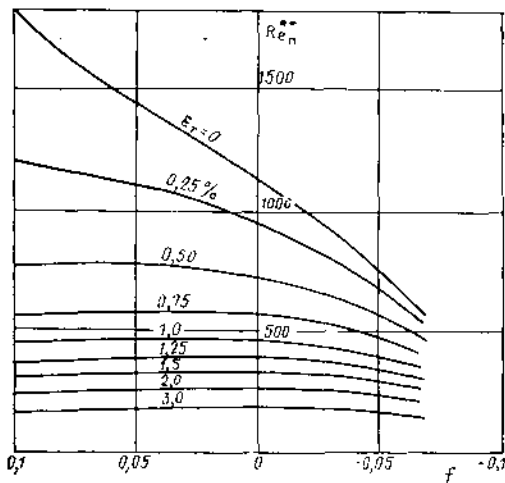


Рис. III.7. Определение абсциссы точки перехода x_{II} в пограничном слое по Ван-Дристу и Блаумеру.

Положение ее начала и протяженность зависят от интенсивности внешних возмущений, а также от числа Re и закона изменения давления вдоль поверхности тела (т. е. $\partial p/\partial x$). Обычно при расчетах смешанного пограничного слоя предполагают, что начало турбулентного участка его расположено в некоторой условной точке, находящейся внутри области перехода и характеризуемой абсциссой x_{II} , в которой

связь между ламинарным «л» и турбулентным «т» участками пограничного слоя устанавливается с помощью соотношения

$$\delta_{II}^{**} = \delta_I^{**}, \quad \text{т. е. } Re_{II}^{**} = Re_I^{**}. \quad (III.82)$$

В случае выполнения данного условия ввиду различия законов распределения скорости в ламинарном и турбулентном пограничных слоях величины δ , δ^* , δ^{**} и c_f в этой точке претерпевают разрыв.

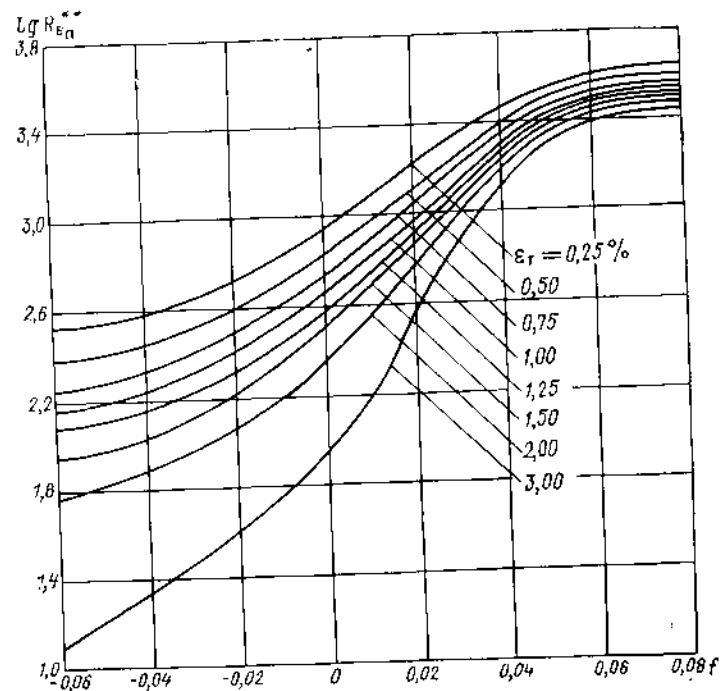


Рис. III.8. Определение абсциссы точки перехода x_{II} по В. В. Дробленкову и Г. И. Капевскому

Для приближенного определения абсциссы x_{II} в плоских и осесимметричных пограничных слоях можно пользоваться графиком значений $Re_n^{**}(f, \epsilon_T)$, построенным по данным Ван-Дриста и Блаумера и приведенным на рис. III.7 или построенным В. В. Дробленковым и Г. И. Капевским (рис. III.8). На график следует наложить рассчитанную для данного числа $Re = v_{\infty} L/\nu$ зависимость $Re^{**}(f)$ при ламинарном обтекании профиля или тела вращения; точка пересечения ее с кривой $\epsilon_T = \text{const}$, соответствующей заданной степени турбулентности внешнего потока, определяет значение форм-параметра $f_{II} = \frac{\delta^{**2}}{\nu} \frac{dv}{dx}$, а следовательно, абсциссу x_{II} и значение δ_{II}^{**} в точке перехода.

В области $\epsilon_T = 0,3 \div 0,7\%$ значения Re_n^{**} можно вычислить с помощью параметра $H = \delta^*/\delta^{**}$ по формуле

$$Re_n^{**} = e^{44,9 - 14,7H}. \quad (III.83)$$

Получаемые с ее помощью значения x_{II} при данном Re предсказывают несколько более поздний переход, чем получающийся по рис. III.8.

Для области перехода, а также и области турбулентного пограничного слоя, близкой к его внешней границе, характерно чередование в данной точке пространства турбулентного и ламинарного режимов течения, т. е. прохождение через нее «взвешенной» турбулентности. В турбулентном пограничном слое это приводит к нестационарности внешней его границы, отчетливо видимой на его моментальных снимках. Процесс чередования режимов в данной точке характеризуется коэффициентом перемежаемости γ_{II} , представляющим отношение времени, в продолжение которого течение турбулентно, к общему интервалу времени измерений. На рис. III.9 показано распределение коэффициента перемежаемости по мере приближения к внешней границе слоя. Это явление сказывается на законе изменения турбулентной вязкости по толщине пограничного слоя.

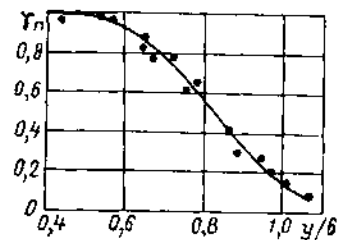


Рис. III.9. Распределение коэффициента перемежаемости в пограничном слое пластины

Для расчета турбулентного пограничного слоя можно воспользоваться системой уравнений, которая получена с помощью уравнений (III.63):

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}_x \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} + \bar{v}_y \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} = -v \frac{dv}{dx} + v \frac{\partial^2 \bar{v}_x}{\partial y^2} - \frac{\partial}{\partial y} (\overline{v'_x v'_y}) - \frac{\partial}{\partial x} (\overline{v'^2_x} - \overline{v'^2_y}); \\ \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial y} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (III.84)$$

Здесь скорость внешнего потока $v(x)$ считается известной. Последнее слагаемое в первом из уравнений, содержащее разность нормальных напряжений, обычно отбрасывают, хотя в предотрывной области и в зоне отрыва пограничного слоя его роль может быть значительной [70, 71].

Чтобы интегрирование системы (III.84) сделать возможным, необходимо установить связь величины $-\overline{v'_x v'_y}$ с осредненными характеристиками потока. Для этого часто используют ее представление с помощью турбулентной вязкости:

$$-\overline{v'_x v'_y} = \nu_T \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y}. \quad (III.85)$$

Значения ν_T определяют во внешней области пограничного слоя при $y/\delta > 0,15 \div 0,20$ с помощью зависимости

$$\nu_T = k\nu\delta^* \gamma_{II}, \quad (III.86)$$

где k — постоянная, составляющая по данным разных авторов от 0,016 до 0,022 (большие значения соответствуют области $dp/dx > 0$), а γ_{II} может быть принят по данным рис. III.9 или вычислен по формуле

$$\gamma_{II} = [1 + 5,5 (y/\delta)^6]^{-1}, \quad (III.87)$$

вблизи стенки при $y/\delta < 0,15 \div 0,20$ можно пользоваться соотношением $\nu_T = kv^*y$, где $v^* = \sqrt{\tau_w/\rho}$.

Выражая ν_T через путь перемешивания

$$\nu_T = l_T^2 \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y}, \quad (III.88)$$

согласно предположению Патанкара и Снолдинга можно принять

$$\left. \begin{aligned} l_T = 0,4y \left(1 - e^{-\frac{y}{26\nu}} \right) \quad \text{при } 0 < y < 0,22\delta; \\ l_T = 0,09\delta \quad \text{при } 0,22\delta < y < \delta. \end{aligned} \right\} \quad (III.89)$$

Уравнения (III.84) решают с помощью ЭВМ, применяя различные численные методы, в том числе основанные на конечно-разностных соотношениях [90].

Для использования при расчете турбулентного пограничного слоя интегральных соотношений необходимо знание закона распределения скоростей. В так называемых равновесных пограничных слоях безразмерные профили скорости, следовательно, и функции f^* дефекта скорости $f^* = (v - v_x)/v^*$ не зависят от продольной координаты x . Однако подобные слои существуют лишь при условии, что форм-параметр

$$f_L = \frac{\delta^*}{\tau_w} \frac{dp}{dx} \quad (III.90)$$

в них имеет постоянное значение; частным случаем их является пограничный слой вдоль плоской пластины, где $dp/dx = 0$. Вдоль поверхности тел вращения

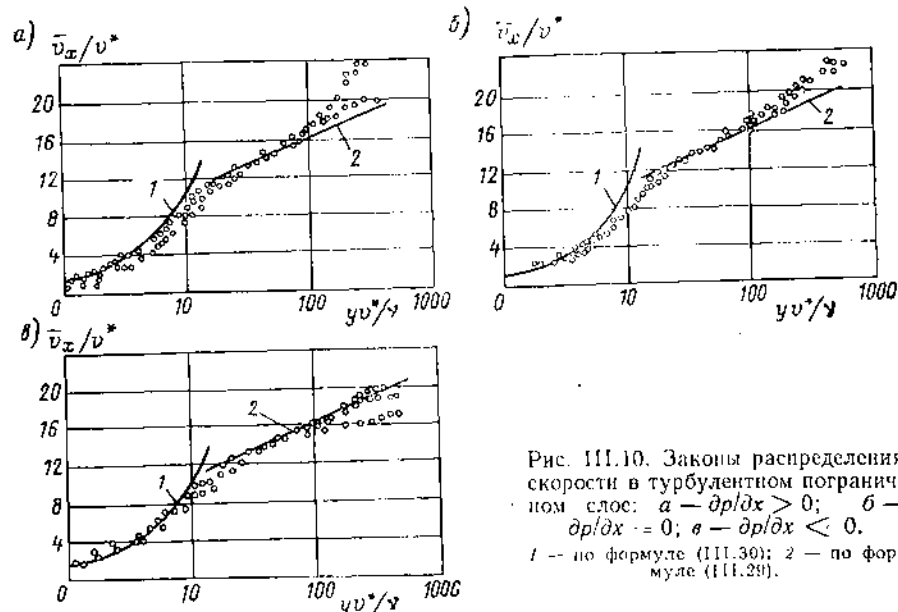


Рис. III.10. Законы распределения скорости в турбулентном пограничном слое: а — $dp/dx > 0$; б — $dp/dx = 0$; в — $dp/dx < 0$. 1 — по формуле (III.30); 2 — по формуле (III.29).

и профилей слой не является равновесным, и при переходе от одного сечения к другому вид безразмерной эпюры скорости изменяется. На рис. III.10 в безразмерных координатах $v_x/v^* = f(yv^*/\nu)$ показаны законы распределения скорости в пограничном слое при $dp/dx < 0$, $dp/dx = 0$ и $dp/dx > 0$.

Вблизи стенки, где доминирующую роль в формуле (III.24) играют вязкостные напряжения $\mu \partial^2 \bar{v}_x / \partial y^2$, закон распределения скорости выражается соотношением

$$\frac{\bar{v}_x}{v^*} = \frac{yv^*}{\nu} + \frac{1}{2} \left(\frac{\nu}{\rho v^{*3}} \frac{dp}{dx} \right) \left(\frac{yv^*}{\nu} \right)^2, \quad (III.91)$$

причем в случае $dp/dx = 0$

$$\bar{v}_x = yv^*/\nu,$$

а в точке отрыва, где $\tau_w = 0$, т. е. $v^* = 0$,

$$\bar{v}_x = \frac{1}{2\mu} \frac{dp}{dx} y^2. \quad (III.92)$$

Для плоских пластин зависимость (III.30) справедлива при $yv^*/\nu < 5$. В зоне, где $5 < yv^*/\nu < 30$, наряду с вязкостными существенную роль играют турбулентные напряжения; вне этой зоны доминируют турбулентные напряжения. Область потока, где $y < 30\nu/v^*$, называется переходной. При $30\nu/v^* < y < 0,20\delta$ действует

логарифмический закон распределения скорости (III.29). Опыты показывают, что на значение постоянных κ и C этого закона продолжный перепад давления оказывает слабое влияние. Соотношение (III.29) называется «законом стенки» в турбулентном течении. Вне зоны $y > (0,15 \div 0,20) \delta$ профиль скорости становится во многом аналогичным профилю в свободной турбулентной струе или следе и на него оказывает значительное влияние продольный градиент давления. Для представления профиля скорости поперек пограничного турбулентного слоя Коулс предложил использовать универсальную зависимость — сумму закона стенки (III.29) и слагасмого, аналогичного полю скорости турбулентного следа за телом, т. е.

$$\frac{\bar{v}_x}{v^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yv^*}{\nu} + C + \frac{\Pi}{\kappa} \omega, \quad (III.93)$$

где $\kappa = 0,4$; $C = 5,2$. Если необходимо уточнить поле скорости в зоне $y \rightarrow \delta$, в эту формулу можно ввести дополнительное слагасмое и записать ее в виде

$$\frac{\bar{v}_x}{v^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yv^*}{\nu} + C + \frac{\Pi}{\kappa} \omega + \frac{1}{\kappa} \left(\frac{y}{\delta}\right)^2 \left(1 - \frac{y}{\delta}\right). \quad (III.94)$$

В приведенных формулах $\Pi(x)$ — безразмерная функция, учитывающая влияние перепада давления dp/dx на поле скорости внешней части пограничного слоя ($\Pi \approx 0,55$ при $dp/dx = 0$); $\omega(y/\delta)$ — безразмерная функция поля скорости следа. Для аппроксимации функции ω можно воспользоваться либо зависимостью, предложенной Хинце:

$$\omega = 1 - \cos \pi \frac{y}{\delta}, \quad (III.95)$$

либо близким к ней соотношением

$$\omega = 6 \left(\frac{y}{\delta}\right)^2 - 4 \left(\frac{y}{\delta}\right)^3. \quad (III.96)$$

Формуле (III.93) соответствует выражение для «дефекта» скорости в виде

$$\frac{v - \bar{v}_x}{v^*} = -\frac{1}{\kappa} \ln \frac{y}{\delta} + \frac{\Pi}{\kappa} (2 - \omega). \quad (III.97)$$

В сечении пограничного слоя, где происходит его отрыв, касательное напряжение на стенке $\tau_0 = 0$ и закон распределения скорости вне переходной области в отличие от (III.29) имеет вид

$$\bar{v}_x = \frac{2}{\kappa} \left(\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} y\right)^{1/2} + C_0. \quad (III.98)$$

Аналитическое выражение для распределения скорости можно получить, если известен закон распределения касательных напряжений $\tau(y)$ поперек слоя; его вид зависит от перепада давления dp/dx , как указано на рис. III.11. Для аппроксимации этого закона удобно использовать, следуя К. К. Федяевскому, зависимость

$$\tau = \tau_0 \sum_{n=0}^{\infty} c_n \left(\frac{y}{\delta}\right)^n, \quad (III.99)$$

коэффициенты c_n которой определяют из граничных условий: $\tau = \tau_0$ и $\partial\tau/\partial y = dp/dx$ при $y = 0$, а также $\tau = 0$ и $\partial^2(\tau/\tau_0)/\partial y^2 = 0$ при $y = \delta$. Применяя для τ формулу (III.26) и используя те или иные аппроксимации для пути перемещения l_T , можно получить уравнение, характеризующее закон распределения скорости.

Важную роль при расчете пограничного слоя с помощью интегральных соотношений играет «закон сопротивления», устанавливающий связь между местным коэффициентом трения на стенке c_f , скоростью потока на его границе и характеристиками турбулентного пограничного слоя. В области чисел $1 \cdot 10^3 < Re^{***} < 4 \cdot 10^4$ можно использовать формулу Людвиг и Тильмана

$$c_f = 0,246 Re^{***-0,268} \cdot 10^{-0,678H}, \quad (III.100)$$

где $H = \delta^*/\delta^{**}$. Закону распределения скорости (III.93) соответствует закон сопротивления

$$\sqrt{\frac{2}{c_f}} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(Re_\delta \sqrt{\frac{c_f}{2}} \right) + C + \frac{2\Pi}{\kappa}. \quad (III.101)$$

Для замыкания интегральных соотношений при расчетах турбулентного пограничного слоя часто используют дополнительные эмпирические зависимости. В случае применения интегрального соотношения энергии (III.68) Труксенброт предложил использовать следующее выражение для диссипации энергии в его правой части:

$$\int_0^\delta \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\bar{v}_x}{v} \right) \frac{\tau}{\rho v^2} dy = 5,6 \cdot 10^{-3} Re^{***-1/4}. \quad (III.102)$$

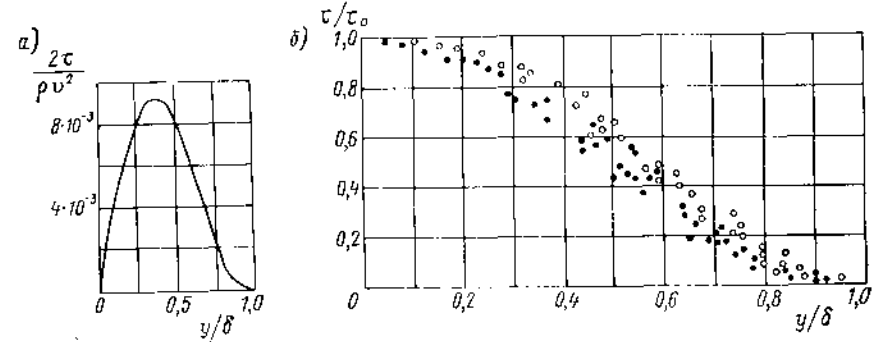


Рис. III.11. Зависимость распределения касательных напряжений поперек турбулентного пограничного слоя от перепада давления: а — $dp/dx > 0$; б — $dp/dx = 0$.
● — гладкая пластина; ○ — шероховатая.

Величина δ^{***} согласно Вигхардту определяется соотношением

$$\delta^{***} = 1,269 \delta^{**} \Pi / (H - 0,379). \quad (III.103)$$

Правая часть формулы (III.69), т. е. функция захвата массы, согласно Хэду может быть представлена в виде

$$\frac{d\delta}{dx} = \frac{v_{H\delta}}{v} = 0,0306 \left(\frac{\delta - \delta^*}{\delta^{**}} - 3 \right)^{-0,653}. \quad (III.104)$$

Турбулентный пограничный слой вдоль плоской пластины. Этот слой вдоль плоской гладкой пластины приближенно исследуют с помощью закона распределения скорости в виде степенной зависимости

$$\bar{v}_x = v_\infty (y/\delta)^n. \quad (III.105)$$

Опыты показывают, что в формуле (III.105) показатель степени с ростом числа Re изменяется ($n = 1/6 \div 1/11$). Связь между интегральными характеристиками и толщиной пограничного слоя в этом случае такова:

$$\delta^* = \delta n / (1 + n); \quad \delta^{**} = \delta n / [(1 + n)(1 + 2n)]. \quad (III.106)$$

Для области изменения $Re > 3 \cdot 10^6$, по данным Фолкнера, показатель степени можно принять $n = 1/11$. Тогда

$$\delta = 0,217 x^{9/11} (v/v_\infty)^{1/11}; \quad (III.107)$$

$$\tau_0 = 0,00655 \rho v_\infty^2 Re^{***-1/4}; \quad (III.108)$$

$$C_F = 0,0307 Re^{-1/4}. \quad (III.109)$$

Сопротивление трения пластины площадью S определяется по формуле

$$R_F = C_F \frac{\rho v_\infty^3}{2} S. \quad (III.110)$$

Более точным оказывается применение для расчета турбулентного пограничного слоя пластины логарифмического закона распределения скоростей (III.29) в сочетании с формулой (III.30) для вязкого подслоя. Такая двухслойная модель позволила Прандтлю и Шлихтингу, используя значения постоянных $\kappa = 0,394$ и $C = 5,56$, получить следующие соотношения [97]:

$$\tau_0 = (2 \lg Re_x - 0,65)^{-2,3} \frac{\rho v_\infty^2}{2}, \quad \text{где } Re_x = v_\infty x / \nu; \quad (III.111)$$

$$C_F = \frac{0,455}{(\lg Re)^{2,58}}. \quad (III.112)$$

Формула (III.112) обеспечивает при $Re > 1 \cdot 10^6$ хорошее согласование с данными экспериментальных исследований сопротивления трения гладких пластин и находит широкое применение в технических расчетах.

Турбулентный пограничный слой вдоль профиля и тела вращения. Существует значительное число полуэмпирических методов расчета плоского и осесимметричного турбулентного слоя, основанных на использовании одного или одновременно двух интегральных соотношений с применением различных аппроксимаций закона распределения скорости и закона сопротивления [71, 90]. Для реализации наиболее точных (многопараметрических) методов требуется использовать ЭВМ, так как расчет характеристик пограничного слоя сводится к необходимости интегрирования системы обыкновенных дифференциальных уравнений.

Достоверные результаты расчета пограничного слоя, в том числе и в области значительных положительных перепадов давления, позволяет получить метод, разработанный Левковичем и его сотрудниками [46]. Для расчета пограничного слоя в этом методе используются: интегральное соотношение количества движения, сохранения массы (III.70) с учетом зависимостей (III.59) и аппроксимацией его правой части в виде выражения (III.104), закон распределения скорости в виде соотношения (III.93), с аппроксимацией функции ω по формуле (III.95) или (III.96), а также закон сопротивления (III.101). Связь между интегральными характеристиками пограничного слоя и его толщиной в случае использования профиля скорости [см. формулу (III.93)] с функцией ω [см. формулу (III.96)] имеет вид

$$\delta^* = \omega_0 G_1 \delta; \quad \delta^{**} = (\omega_0 G_1 - \omega_0^2 G_2) \delta, \quad (III.113)$$

$$\text{где } \omega_0 = v^*/v = \sqrt{cf/2}; \quad G_1 = \frac{1 + \Pi}{\kappa}; \quad G_2 = (2 + 3,1667\Pi + 1,4857\Pi^2)/\kappa^2.$$

Искомыми при использовании этого метода являются ω_0 , δ и Π вдоль пограничного слоя; после их определения δ^* и δ^{**} находят с помощью соотношений (III.113). Для определения этих функций служат три обыкновенных дифференциальных уравнения, где $G_3 = (3,1667 + 3\Pi)/\kappa^2$:

$$\left. \begin{aligned} (G_1 - \omega_0 G_2) \omega_0 \frac{d\delta}{dx} + \left(\frac{1}{\kappa} - \omega_0 G_3 \right) \omega_0 \delta \frac{d\Pi}{dx} + (G_1 - 2\omega_0 G_2) \delta \frac{d\omega_0}{dx} + \\ + \frac{dr_T}{dx} \frac{\delta^{**}}{r_T} = \omega_0^2 - \frac{1}{v} \frac{dv}{dx} (3G_1 - 2\omega_0 G_2) \omega_0 \delta; \\ (1 - \omega_0 G_1) \frac{d\delta}{dx} - \frac{\omega_0 \delta}{\kappa} \frac{d\Pi}{dx} - G_1 \delta \frac{d\omega_0}{dx} = - \frac{1}{v} \frac{dv}{dx} (\delta - \omega_0 \delta G_1) - \\ - \frac{dr_T}{dx} \frac{1}{r_T} (1 - \omega_0 G_1) \delta + 0,0306 \left(\frac{1 - \omega_0 G_1}{\omega_0 G_1 - \omega_0^2 G_2} - 3 \right)^{-0,653}; \\ \frac{1}{\delta} \frac{d\delta}{dx} + 2 \frac{d\Pi}{dx} + \left(\frac{1}{\omega_0} + \frac{\kappa}{\omega_0^2} \right) \frac{d\omega_0}{dx} = - \frac{1}{v} \frac{dv}{dx}. \end{aligned} \right\} \quad (III.114)$$

Первое из них соответствует уравнению (III.66), второе — соотношению (III.70). Третье уравнение можно получить из выражения (III.101), дифференцируя его по x . Величины δ^* и δ^{**} из первых двух уравнений исключены с помощью зависимостей (III.113). В случае расчета плоского слоя следует в первых двух уравнениях опустить слагаемые, содержащие dr_T/dx . Чтобы начать расчет, необходимо знать начальные значения искомых функций δ_0 , cf_0 , Π_0 . Если использовать условие (III.82), то сначала нужных произвести расчет начального ламинарного участка пограничного слоя по методам § 14 и определить абсциссу x_0 точки перехода. Далее для нахождения начальных значений искомых функций можно воспользоваться зависимостями, полученными с помощью формулы (III.101) и (III.113) при условии, что $\Pi(x_0) = 0,5$:

$$\frac{1}{\omega_0} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\delta_0^{**} v_\infty}{3,75 - 24,72 \omega_0}; \quad i = 7,7;$$

$$\delta_0 = \frac{\delta_0^{**}}{3,75 \omega_0 - 24,72 \omega_0^2}.$$

Первая из этих зависимостей представляет трансцендентное уравнение относительно ω_0 . Значения постоянных при расчетах принимают следующие: $\kappa = 0,40$, $C = 5,2$.

Систему (III.114) удобно решать в безразмерных переменных $\bar{x} = x/L$, $\bar{v} = v/v_\infty$, $\bar{\delta} = \delta/L$, используя метод Рунге — Кутты, и с помощью стандартных подпрограмм. На рис. III.12 сопоставлены результаты расчета по этому методу пограничного слоя профиля и данные опытов Шубауэра и Скремстедта (опыт 2100 Стенфордской конференции) [112].

Метод Левковича был обобщен В. Б. Амфилохиным, В. В. Дробленковым и Н. П. Мазаевой для расчета

турбулентного пограничного слоя тел вращения без предположения, что $\delta/r_T \ll 1$ [6]. Не предполагая относительной тонкости пограничного слоя по сравнению с местным поперечным радиусом тела вращения, авторы применяют в качестве исходных уравнения (III.65) и (III.70) с использованием зависимости (III.104) и заменой в ней δ , δ^* и δ^{**} на 0 , 0^* и 0^{**} . В качестве закона распределения скорости принимается формула Коулса (III.93) с дополнительным слагаемым, учитывающим влияние поперечной кривизны поверхности тела вращения:

$$\frac{\bar{v}_x}{v^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y v^*}{\nu} + C + \frac{\Pi}{\kappa} \left[6 \left(\frac{y}{\delta} \right)^2 - 4 \left(\frac{y}{\delta} \right)^3 \right] - \frac{0,46}{\kappa} \sqrt{\frac{y}{r_T}} \quad (III.115)$$

и соответствующий ей закон сопротивления

$$\sqrt{\frac{2}{cf}} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(Re_\delta \sqrt{\frac{cf}{2}} \right) + C + \frac{2\Pi}{\kappa} - \frac{0,46}{\kappa} \sqrt{\frac{\delta}{r_T}}. \quad (III.116)$$

Третье уравнение находят, дифференцируя по x уравнение (III.116). Полученная система трех обыкновенных дифференциальных уравнений решается относительно

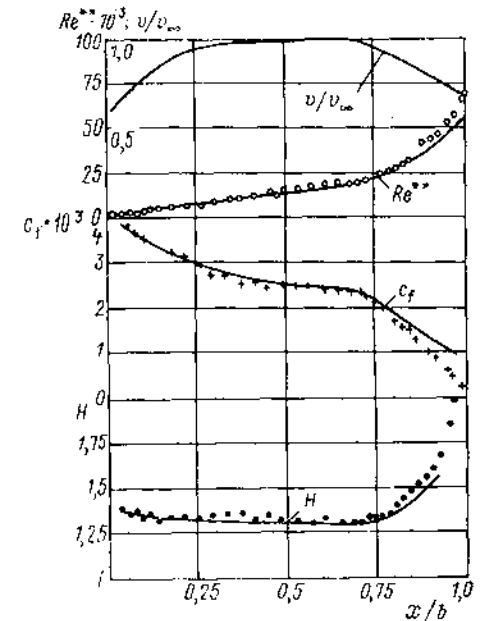


Рис. III.12. Результаты расчета турбулентного пограничного слоя профиля и данные опытов по его измерениям (○ — Re^{**} , + — cf , ● — H).

переменных ω_r , Π и δ методами, аналогичными описанным выше. На рис. III.13 показаны результаты расчета относительно толстого и тонкого пограничных слоев, выполненного для тела вращения с $L/D = 6,2$, которое было изготовлено Пателем и Патанкармом при $Re = 1,26 \cdot 10^6$; расчетные и экспериментальные значения c_f и δ/L толстого слоя на всей поверхности тела хорошо совпадают.

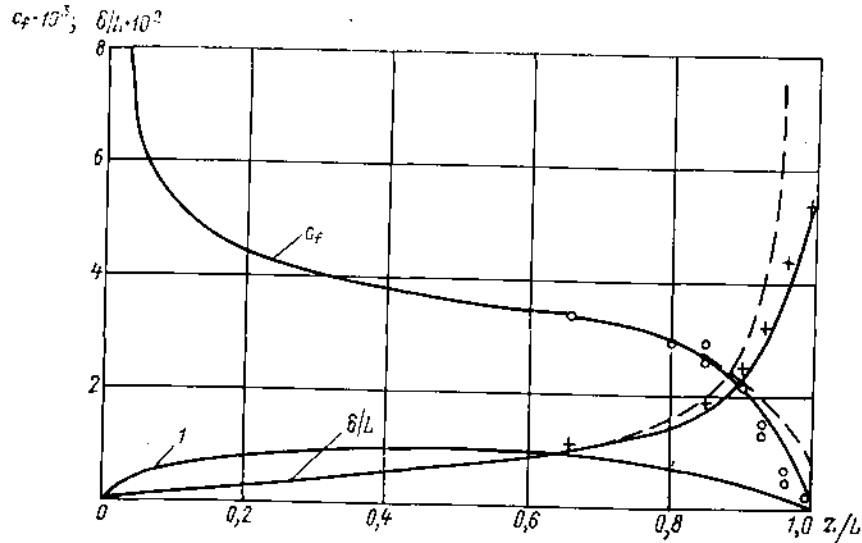


Рис. III.13. Результаты расчета параметров турбулентного пограничного слоя тела вращения.

1 — обвод тела; — — — толстый пограничный слой; - - - тонкий пограничный слой; \circ и $+$ — экспериментальные данные.

§ 16. ОБТЕКАНИЕ ШЕРОХОВАТЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ

Шероховатость поверхности тел может оказать существенное влияние на характеристики их пограничного слоя и вязкостное сопротивление. Ниже будет рассмотрено влияние общей шероховатости, непрерывно распределенной по всей поверхности, обтекаемой жидкостью. В зависимости от геометрических особенностей различают правильную регулярную и техническую шероховатость. Правильная шероховатость создается искусственно. Она характеризуется одинаковой формой и высотой k_B равномерно распределенных бугорков и позволяет систематически экспериментально исследовать влияние их на характеристики потока. К правильной относится зернистая шероховатость, создаваемая частицами песка одинаковых размеров, расположенных вплотную одни к другим, шероховатость, вызванная расположенными на поверхности сотками и т. п. Техническая шероховатость возникает в результате обработки, окраски поверхности, а также разрушения ее покрытия или коррозии металла. Геометрические параметры такой шероховатости носят случайный характер. В качестве статистических характеристик шероховатости, получаемых в результате обработки профилеграмм, используют понятия средней арифметической высоты бугорков

$$k_{B, \text{ср}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n k_{B_i}, \quad (\text{III.117})$$

средней квадратичной их высоты

$$k_{B, \text{ср. кв}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n k_{B_i}^2}{n}} \quad (\text{III.118})$$

или дисперсию

$$\sigma_{\text{кв}}^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (k_{B_i} - k_{B, \text{ср}})^2, \quad (\text{III.119})$$

определяющую среднее арифметическое квадратов отклонений их высоты от $k_{B, \text{ср}}$; аналогичные характеристики можно использовать для описания углов наклона φ_B поверхности бугорков. По своей геометрической структуре техническая шероховатость близка к микроволнистости. Опыты показывают, что влияние правильной и

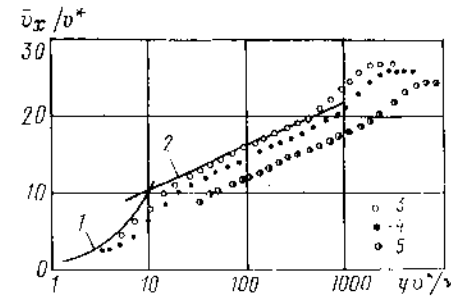


Рис. III.14. Влияние технической шероховатости на поле скорости.

1 — $\frac{u}{v^*}$; 2 — $\frac{v_x}{v^*} = 2,14 \ln \frac{y v^*}{\nu}$; 3 — $v = 15,9$ м/с; 4 — $v = 22,3$ м/с; 5 — $v = 49,3$ м/с.

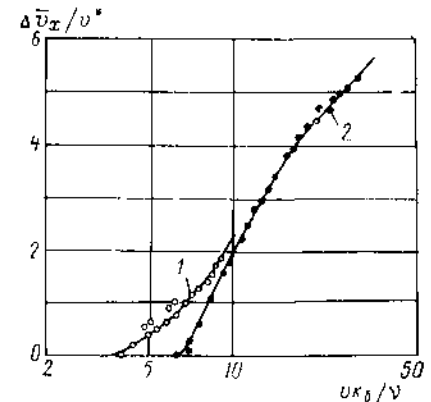


Рис. III.15. Вид функции $\Delta \bar{v}_x / v^*$ для различных типов шероховатости.

технической шероховатости на поле скорости и сопротивление в основном различно, но в некоторых случаях проявляется одинаково.

Эксперименты свидетельствуют, что в ламинарном течении влияние шероховатости на сопротивление трения не наблюдается. При турбулентном течении степень проявления этого влияния зависит от соотношения высоты бугорков и толщины переходной зоны. Шероховатость не оказывает влияния на поле скорости вязкого подслоя и пристеночной области турбулентного пограничного слоя, где справедлив логарифмический закон распределения скорости [см. формулу (III.29)], в случае правильной зернистой шероховатости, если $k_B v^* / \nu \leq 5$; обтекание бугорков происходит при этом плавно, безотрывно. В зоне $5 \leq k_B v^* / \nu \leq 70$ наблюдается начало влияния зернистой шероховатости на поле скорости переходной зоны и потока в целом, а также на сопротивление. При $k_B v^* / \nu > 70$ наступает третий режим обтекания бугорков, характеризуемый развитым отрывным их обтеканием, разрушением структуры поля скорости переходной области, значительным ростом сопротивления трения шероховатой поверхности по сравнению с гладкой. Характерные для указанных трех режимов границы значений параметра $k_B v^* / \nu$ зависят от геометрических и статистических параметров шероховатости, однако описанные явления типичны и для технической шероховатости.

Влияние шероховатости на поле скорости турбулентного пограничного слоя ограничивается зоной $y \leq 0,15\delta$, где справедлив закон (III.29). Это видно на рис. III.14, где показаны некоторые результаты опытов Карлссона с технической шероховатостью, имеющей $k_{B, \text{ср}} = 148$ мк (микрон).

На структуру поля скорости внешней части пограничного слоя шероховатость практически не влияет. Для учета влияния шероховатости на поле скорости

во внутренней области пограничного слоя соотношение (III.29) можно записать в виде

$$\frac{v_x}{v^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yv^*}{\nu} + C - \frac{\Delta v_x}{v^*}, \quad (III.120)$$

где $\Delta v_x/v^*$ (см. рис. III.14) представляет параллельный сдвиг относительно логарифмического закона гладкой стенки, учитывает влияние шероховатости поверхности и является функцией параметра $k_{\delta} v^*/\nu$, а постоянные κ и C имеют те же значения, что и в случае гладкой поверхности. Вид функции $\Delta v_x/v^* = f(k_{\delta} v^*/\nu)$ зависит от геометрической структуры шероховатости. На рис. III.15 показаны результаты обработки экспериментов по определению вида данной функции для правильной 1 и технической 2 шероховатости. Абсциссы, при которых $\Delta v_x/v^* = 0$,

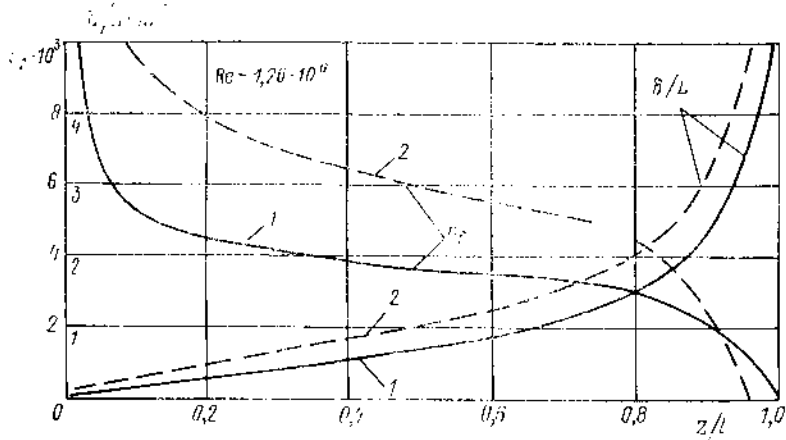


Рис. III.16. Характеристики турбулентного пограничного слоя гладкого (1) и шероховатого (2) тела вращения.

соответствуют началу влияния шероховатости на сопротивление. Третьему режиму обтекания бугорков на рисунке соответствуют участки зависимостей в виде наклонных прямых

$$\frac{\Delta v_x}{v^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{k_{\delta} v^*}{\nu} - B_1. \quad (III.121)$$

Значения $k_{\delta, ср. кв} v^*/\nu$, при которых $\Delta v_x/v^* = 0$, составляют для технической шероховатости от 3 до 7, а B_1 — от 2,6 до 3,5. В случае расчета пограничного слоя на шероховатой поверхности поправку $\Delta v_x/v^*$ следует ввести в формулу (III.94), т. е. записать ее в виде

$$\frac{v_x}{v^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{yv^*}{\nu} + B + \frac{\Pi}{\kappa} \omega, \quad (III.122)$$

где функция шероховатости $B = C - \Delta v_x/v^*$.

Для определения $\Delta v_x/v^*$ Маскер и Левкович предложили зависимость

$$\frac{\Delta v_x}{v^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(c_1 \frac{k_{\delta} v^*}{\nu} + e^{-c_2 \frac{k_{\delta} v^*}{\nu}} \right). \quad (III.123)$$

Значения постоянных в этой формуле зависят от вида шероховатости и выбора константы C , а также от того, какая высота бугорков ($k_{\delta, ср}$ или $k_{\delta, ср, кв}$) выбрана в качестве характерной; для свежескрашенной судовой поверхности при $k_{\delta, ср} =$

60 мк и $C = 5,2$, $c_1 = 0,04$, $c_2 = 0,01$. Закон сопротивления, соответствующий формулам (III.122) и (III.123), имеет вид

$$\frac{2}{c_f} = \frac{1}{\kappa} \ln \sqrt{\frac{c_f}{2}} = \frac{1}{\kappa} \ln Re_{\delta} + \frac{2\Pi}{\kappa} + C - \frac{1}{\kappa} \ln \left(c_1 \frac{k_{\delta} v^*}{\nu} + e^{-c_2 \frac{k_{\delta} v^*}{\nu}} \right). \quad (III.124)$$

Дифференцируя выражение (III.124) по продольной координате x , можно получить дифференциальное уравнение, которое совместно с зависимостями (III.64) и (III.69) составит систему для расчета характеристик Π , c_f и δ плоского пограничного слоя вдоль поверхности при заданной шероховатости. Связь между δ , Π , δ^* и δ^{**}

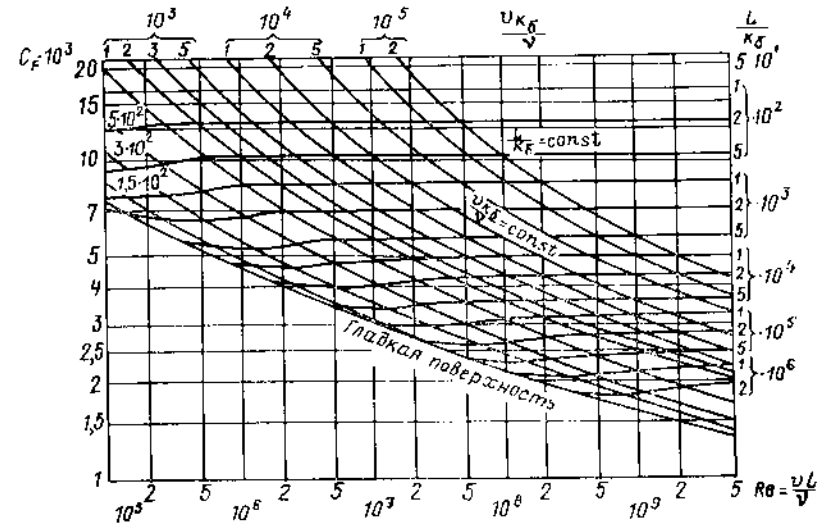


Рис. III.17. Коэффициенты сопротивления трения пластины с однородной зернистой шероховатостью.

в этом случае определяется более сложными, чем в формулах (III.113), зависимостями. Используя для турбулентной вязкости выражение

$$\nu_T = \kappa y v^*, \quad (III.125)$$

А. Д. Альтшуль получил закон распределения скоростей в пристенной области около шероховатой поверхности в виде

$$\frac{v_x}{v^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{1 + \kappa y v^*/\nu}{1 + \kappa k_{\delta, ср} v^*/\nu} + \beta_0, \quad (III.126)$$

где $\beta_0 = 7,2 - 7,5$ для пограничных слоев, а $k_{\delta, ср}$ — средняя эквивалентная высота бугорков. Эту зависимость можно использовать вместо (III.120) в формуле (III.122), а также при построении закона сопротивления. На рис. III.16 сопоставлены результаты расчетов пограничного слоя гладкого ($k_{\delta} = 0$) и шероховатого ($k_{\delta} L = 5 \cdot 10^{-4}$) тела вращения, у которого $L/D = 6,2$ [7]. Влияние шероховатости учитывалось с помощью соотношения (III.126).

На рис. III.17 показаны значения коэффициентов сопротивления трения C_f пластины с однородной зернистой шероховатостью, рассчитанные Прандтлем и Шлихтингом. Влияние технической шероховатости представлено на рис. II.40—II.42 второго раздела.

§ 17. ТРЕХМЕРНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ

Для изучения пространственного обтекания вязкой жидкостью тел требуется умение рассчитывать трехмерный пограничный слой. Теория пространственного трехмерного пограничного слоя, ламинарного и турбулентного, значительно сложнее, чем плоских или осесимметричных пограничных слоев.

Понятие пограничного слоя как относительно тонкой области потока вдоль поверхности тела, в которой возникают силы вязкости, применимо при больших числах Re и для пространственных потоков. В этом случае сохраняется свойство постоянства давления поперек слоя по нормали к данной точке поверхности тела; оно равно давлению на внешней границе слоя. Вдоль и поперек линий тока внешнего трехмерного потенциального потока существует градиент давления. Поперечный относительно линий тока внешнего потока градиент давления создает внутри пограничного слоя поперечное течение, которое называют вторичным. Скорости вторичного течения, направленные в центр кривизны линий тока, вызывают в пограничном слое, вплоть до поверхности тела, поперечные касательные напряжения. Таким образом, направление касательного напряжения на поверхности тела в общем случае не совпадает с направлением линий тока внешнего потока. Поле скорости вторичного течения имеет сложную структуру и может изменять свое направление по толщине слоя. Появление вторичного течения приводит к отклонению направления линий тока внутри слоя относительно линий тока внешнего потока.

Рис. III.18. Вторичное течение в трехмерном пограничном слое.

Поле скорости вторичного течения имеет сложную структуру и может изменять свое направление по толщине слоя. Появление вторичного течения приводит к отклонению направления линий тока внутри слоя относительно линий тока внешнего потока.

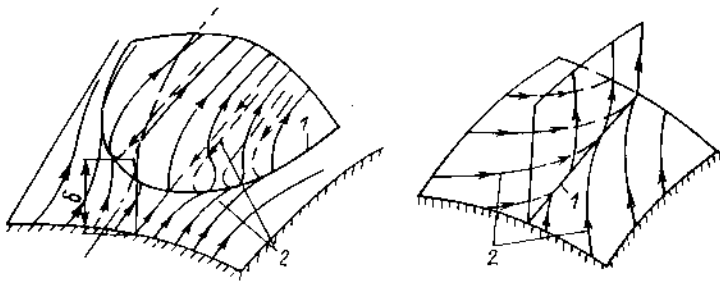


Рис. III.19. Схемы отрыва трехмерного пограничного слоя.

В трехмерных слоях используют понятие предельных линий тока, расположенных в непосредственной близости от поверхности тела и совпадающих с направлением касательных напряжений, действующих на его поверхности (рис. III.18).

Весьма сложен и имеет различные формы отрыв трехмерного пограничного слоя (рис. III.19). В трехмерном слое он происходит по линии 1, к которой предельные линии тока 2 касательны, т. е. она является их огибающей. Вдоль линии отрыва касательные напряжения не равны нулю; они могут обращаться в нуль лишь в отдельных точках, лежащих на этой линии. Изложенное определение линии отрыва не позволяет непосредственно использовать для ее нахождения условие $\tau_0 = 0$ и приводит к трудностям в теоретических расчетах отрыва трехмерного пограничного слоя.

При теоретическом расчете трехмерных пограничных слоев часто используется система ортогональных криволинейных координат, в которой оси x и z расположены на поверхности тела, причем x направлена вдоль линии тока внешнего потенциального потока, а ось z по эквипотенциальным линиям, т. е. по нормали к ней, как указано на рис. III.18. Оценка роли слагаемых в уравнениях Навье—Стокса при больших значениях чисел Re позволяет получить следующую систему уравнений относительно тонкого трехмерного пограничного слоя вдоль поверхности малой кривизны при установившемся течении:

$$\left. \begin{aligned} \frac{v_x}{H_1} \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_x}{\partial y} + \frac{v_z}{H_3} \frac{\partial v_x}{\partial z} + (K_{13}v_x - K_{31}v_z) v_z &= \\ &= - \frac{1}{\rho H_1} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_x}{\partial y}; \quad \frac{\partial p}{\partial y} = 0; \\ \frac{v_x}{H_1} \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_y \frac{\partial v_z}{\partial y} + \frac{v_z}{H_3} \frac{\partial v_z}{\partial z} + (K_{31}v_z - K_{13}v_x) v_x &= \\ &= - \frac{1}{\rho H_3} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_z}{\partial y}. \end{aligned} \right\} \quad (III.127)$$

Уравнение неразрывности имеет вид

$$\frac{1}{H_1 H_3} \left[\frac{\partial}{\partial x} (H_3 v_x) + \frac{\partial}{\partial z} (H_1 v_z) \right] + \frac{\partial v_y}{\partial y} = 0. \quad (III.128)$$

Значения геодезической кривизны линий $x = \text{const}$ и $z = \text{const}$:

$$K_{13} = \frac{1}{H_1 H_3} \frac{\partial H_1}{\partial z}; \quad K_{31} = \frac{1}{H_1 H_3} \frac{\partial H_3}{\partial x}. \quad (III.129)$$

Коэффициенты Ламе H_1 , H_2 и H_3 соответствуют принятой ортогональной криволинейной системе координат. Давление $p(x, z)$ представляет известную заранее из расчета потенциального обтекания тела функцию.

Уравнения (III.127), если положить в них $\tau_x = \mu \frac{\partial v_x}{\partial y}$; $\tau_z = \mu \frac{\partial v_z}{\partial y}$, справедливы для расчета трехмерного ламинарного пограничного слоя при условии прилипания на поверхности тела, т. е. $v_x = v_z = 0$ при $y = 0$. Если под v_x , v_z понимать осредненные во времени значения скорости и принять

$$\tau_x = \mu \frac{\partial v_x}{\partial y} = \overline{\rho v'_x v'_y}; \quad \tau_z = \mu \frac{\partial v_z}{\partial y} = \overline{\rho v'_y v'_z},$$

то уравнения (III.127) можно использовать и для расчета трехмерного турбулентного слоя.

Для интегрирования уравнений (III.127) в случае турбулентного пограничного слоя необходимы дополнительные замыкающие систему зависимости, устанавливающие связь между турбулентными напряжениями и осредненными во времени скоростями потока. Указанные зависимости основаны на применении полуэмпирических теорий турбулентности, использующих понятия пути перемешивания или турбулентной вязкости [88].

Интегрируя уравнения (III.127) вдоль оси y и принимая во внимание (III.128), можно получить интегральные соотношения пространственного слоя:

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{H_1} \frac{\partial \delta_{11}^{**}}{\partial x} + \frac{1}{H_3} \frac{\partial \delta_{12}^{**}}{\partial z} + \frac{1}{v_\delta^2 H_1} \frac{\partial (v_\delta^2)}{\partial x} \delta_{11}^{**} + \frac{1}{v_\delta^2 H_3} \frac{\partial (v_\delta^2)}{\partial z} \delta_{12}^{**} + \\ + \frac{1}{v_\delta H_1} \frac{\partial v_{\delta x}}{\partial x} \delta_1^* + \frac{1}{v_\delta H_3} \frac{\partial v_{\delta z}}{\partial z} \delta_2^* + K_{31} \left(\delta_{11}^{**} - \delta_{22}^{**} - \frac{v_{\delta z}}{v_\delta} \delta_2^* \right) + \\ + K_{13} \left(\delta_{12}^{**} + \delta_{21}^{**} + \frac{v_{\delta z}}{v_\delta} \delta_1^* \right) = \frac{\tau_{x0}}{\rho v_\delta^2}; \end{aligned} \right\} \quad (III.130)$$

$$\frac{1}{H_3} \frac{\partial \delta_{22}^{**}}{\partial z} + \frac{1}{H_1} \frac{\partial \delta_{21}^{**}}{\partial x} + \frac{1}{v_0^2 H_3} \frac{\partial (v_0^2)}{\partial z} \delta_{22}^{**} + \frac{1}{v_0^2 H_1} \frac{\partial (v_0^2)}{\partial x} \delta_{21}^{**} +$$

$$+ \frac{1}{v_0 H_3} \frac{\partial v_{\delta z}}{\partial z} \delta_1^* + \frac{1}{v_0 H_1} \frac{\partial v_{\delta z}}{\partial x} \delta_1^* + K_{13} \left(\delta_{22}^{**} - \delta_{11}^{**} - \frac{v_{\delta x}}{v_0} \delta_1^* \right) +$$

$$+ K_{31} \left(\delta_{21}^{**} + \delta_{12}^{**} + \frac{v_{\delta x}}{v_0} \delta_2^* \right) = \frac{\tau_{z0}}{\rho v_0^2}, \quad (III.131)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \delta_1^* &= \frac{1}{v_0} \int_0^{\infty} (v_{\delta x} - \bar{v}_x) dy; & \delta_2^* &= \frac{1}{v_0} \int_0^{\infty} (v_{\delta z} - \bar{v}_z) dy; \\ \delta_{11}^{**} &= \frac{1}{v_0^2} \int_0^{\infty} (v_{\delta x} - \bar{v}_x) \bar{v}_x dy; & \delta_{12}^{**} &= \frac{1}{v_0^2} \int_0^{\infty} (v_{\delta x} - \bar{v}_x) \bar{v}_z dy; \\ \delta_{21}^{**} &= \frac{1}{v_0^2} \int_0^{\infty} (v_{\delta z} - \bar{v}_z) \bar{v}_x dy; & \delta_{22}^{**} &= \frac{1}{v_0^2} \int_0^{\infty} (v_{\delta z} - \bar{v}_z) \bar{v}_z dy; \\ v_0 &= \sqrt{v_{\delta x}^2 + v_{\delta z}^2}; & \tau_0 &= \sqrt{\tau_{x0}^2 + \tau_{z0}^2}. \end{aligned} \right\} \quad (III.132)$$

Здесь v_0 — скорость внешнего потенциального потока; $v_{\delta z} = 0$, если ось x совпадает с его линиями тока. В этой системе уравнений неизвестными служат δ_1^* , δ_2^* , δ_{11}^{**} , δ_{12}^{**} , δ_{21}^{**} , δ_{22}^{**} , τ_{x0} , τ_{z0} . В качестве замыкающих зависимостей при ее решении могут быть использованы аппроксимации закона распределения скоростей, соответствующие им законы сопротивления, а также уравнение сохранения массы. В случае турбулентного пограничного слоя закон распределения продольных скоростей может быть аппроксимирован формулой Коулса (III.93) или простейшей степенной зависимостью (III.105). Для вторичных скоростей можно применять формулу Магера

$$v_z = v_x \operatorname{tg} \beta_0 [1 - (y/\delta)]^2, \quad (III.133)$$

где β_0 — угол между линиями тока — предельной и внешнего потока. В качестве закона сопротивления может быть использована формула Людвиг и Тильмана (III.100) или соотношение (III.101), соответствующее формуле Коулса [119].

§ 18. ТУРБУЛЕНТНЫЕ СТРУИ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ СЛЕД ЗА ТЕЛОМ

Струйные течения, турбулентные и ламинарные, возникают в результате взаимодействия потоков вязкой жидкости, имеющих разную скорость. Примерами таких течений служат область взаимодействия потоков с различной скоростью (рис. III.20, а и б), свободная струя, вытекающая из сопла в спутный поток (рис. III.20, а), и гидродинамический след за телом (рис. III.20, в). Наибольший интерес с позиции гидродинамики судна представляет случай, когда течение в струе турбулентно. В гидродинамическом следе за плохообтекаемыми телами срывающиеся дискретные вихри постепенно рассеиваются, образуя на некотором удалении за телом турбулентное струйное течение.

В настоящее время достаточно полно разработана теория плоских и осесимметричных турбулентных струйных течений в неограниченной вязкой жидкости [1, 15, 25, 97]. Струйные турбулентные течения имеют свойства, характерные для турбулентного пограничного слоя; их поперечная протяженность (толщина δ)

мала по сравнению с продольной координатой x . Давление в поперечном сечении струи, а также вдоль нее считается постоянным (за исключением зоны гидродинамического следа непосредственно за телом). При расчетах турбулентных струй пренебрегая вязкостными напряжениями на структуру их поля скорости можно предположить. В соответствии с этими свойствами система уравнений движения в плоской турбулентной струе на следе на удалении за телом имеет вид

$$\bar{v}_x \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} + \bar{v}_y \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_T}{\partial y}; \quad \frac{\partial \bar{v}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_y}{\partial y} = 0, \quad (III.134)$$

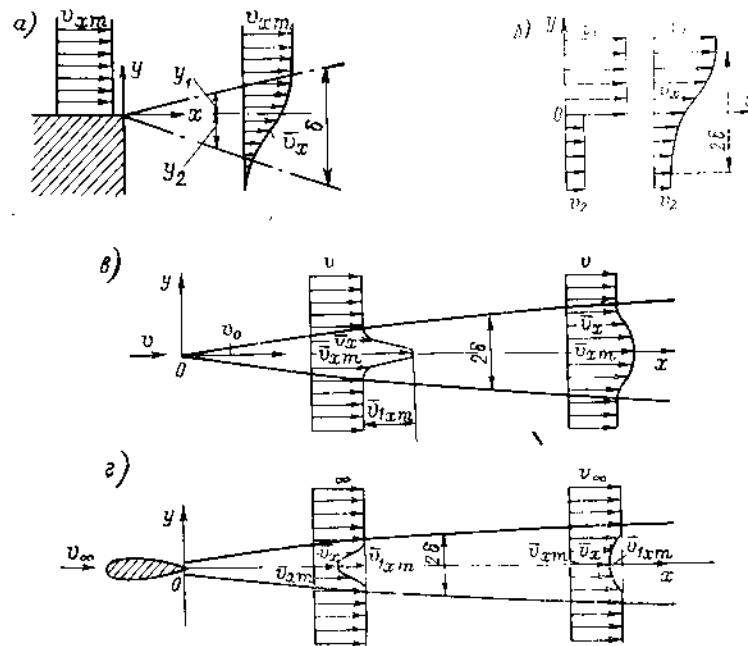


Рис. III.20. Типы струйных турбулентных течений: а и б — область взаимодействия потоков с различной скоростью; в — свободная струя, вытекающая из сопла в спутный поток; в — гидродинамический след за телом.

где τ_T определяется формулой (III.26), или используется в соответствии с выражением (III.25) понятие турбулентной вязкости ν_T . В турбулентных струях длина пути смешивания

$$l_T = \kappa_1 \delta(x), \quad (III.135)$$

где эмпирическая постоянная $\kappa_1 \approx 0,095$ для плоских и $\kappa_1 \approx 0,085$ для осесимметричных струй. Для определения турбулентной вязкости в струях и следах можно пользоваться формулой Прайдтля

$$\nu_T = \kappa_2 \delta (\bar{v}_x \max - \bar{v}_x \min), \quad (III.136)$$

где $\kappa_2 \approx 0,0094 \div 0,010$; $\bar{v}_x \max$ и $\bar{v}_x \min$ — соответственно максимальная и минимальная скорость в данном сечении струи.

Вследствие того, что струей захватывается масса жидкости из внешнего потока, течение не турбулентно, вблизи внешних границ струй наблюдаются невысокие значения коэффициента перемежаемости γ_H (рис. III.21). На этом рисунке по оси абсцисс отложено отношение $y/y_{0,5}$; $y_{0,5}$ соответствует ординате, где $(\bar{v}_x - v)/(\bar{v}_x \max - v) = 0,5$.

Законы изменения ширины струи δ и максимальных значений скорости на ее оси $v_{x \max}$ или оси следа $v_{x1 \max}$ как функции x за телом различны при плоских и осесимметричных струях. Сопоставление этих законов в случае турбулентного и ламинарного течений жидкости дано в табл. III.1.

В турбулентной струе, развивающейся на границе раздела двух потоков жидкости, текущих со скоростями v_1 и v_2 (рис. III.20, б), Гертлером с использованием зависимости (III.136) и уравнений (III.134) был получен следующий закон распределения осредненных скоростей:

$$v_x = \frac{v_1 + v_2}{2} \left(1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{v_1 - v_2}{v_1 + v_2} \int_0^{\xi} e^{-z^2} dz \right), \quad (III.137)$$

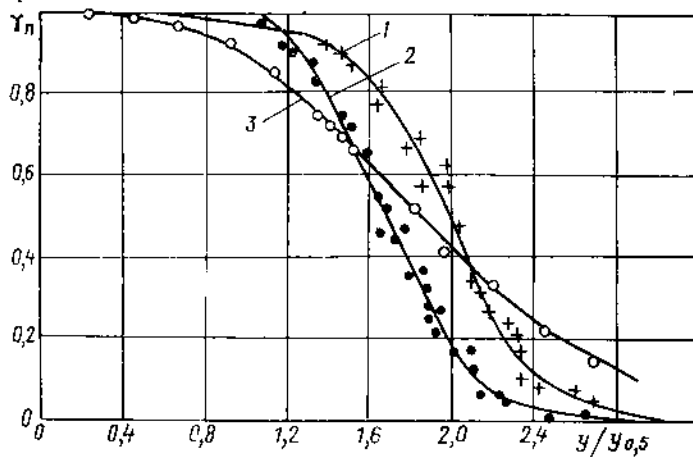


Рис. III.21. Значения коэффициента перемешиваемости в турбулентной струе.

1 - круглая струя; 2 - плоская струя; 3 - плоский след.

Таблица III.1. Законы изменения ширины и максимальной скорости в струях и следах

Струи и следы	Ламинарное течение		Турбулентное течение	
	Ширина δ	Скорость $v_{x \max}$ или $v_{1x \max}$	Ширина δ	Скорость $v_{x \max}$ или $v_{1x \max}$
Начальный участок струи (см. рис. III.20, а)	\sqrt{x}	x^0	x^0	x^0
Плоская струя (см. рис. III.20, б)	$\sqrt[3]{x^2}$	$1/\sqrt[3]{x}$	x	$1/\sqrt{x}$
Осесимметричная струя	x	$1/x$	x	$1/x$
Плоский гидродинамический след (рис. III.20, в)	\sqrt{x}	$1/\sqrt{x}$	\sqrt{x}	$1/\sqrt{x}$
Осесимметричный гидродинамический след	\sqrt{x}	$1/x$	$\sqrt[3]{x}$	$1/\sqrt[3]{x^2}$

где $\xi = \sigma_0 y/x$ (эмпирическая постоянная $\sigma_0 = 13,5$). Границы области смешения струи, соответствующие рис. III.20, а, где $v_2 = 0$, а $v_1 = v$, описываются прямыми $y_1 = 0,083x$ и $y_2 = -0,173x$, т. е. $\delta = 0,256x$.

В случае плоской турбулентной струи (см. рис. III.20, в) получено:

$$\left. \begin{aligned} \bar{v}_x &= \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\frac{K_0 \sigma_1}{x}} (1 - \text{th}^2 \eta); \\ \bar{v}_y &= \frac{\sqrt{3}}{4} \sqrt{\frac{K_{11}}{x \sigma_1}} [2\eta (1 - \text{th}^2 \eta) - \text{th} \eta], \end{aligned} \right\} \quad (III.138)$$

где $\eta = \sigma_1 y/x$ (эмпирическая постоянная $\sigma_1 = 7,67$); $K_{11} = \int_{-\infty}^{\infty} v_x^2 dy$ - заданный постоянный по длине струи кинематический импульс.

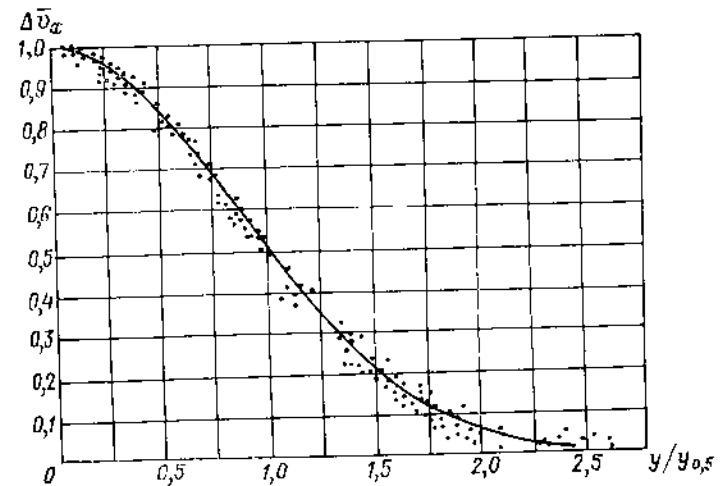


Рис. III.22. Распределение скорости в поперечных сечениях плоских и осесимметричных струй и следов.

Для осесимметричной струи при заданном импульсе ее K_0

$$v_x = \frac{3}{8\pi} \frac{K_0}{\epsilon_1 x} \frac{1}{(1 + \eta^2/4)^2}, \quad (III.139)$$

$$\text{где } K_0 = 2\pi \int_0^{\infty} v_x^2 y dy; \quad \epsilon_1 = 0,0161 \sqrt{K_0}; \quad \eta = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \frac{\sqrt{K_0}}{\epsilon_1} \frac{y}{x}.$$

Вычисления по всем приведенным выше формулам при принятых значениях постоянных хорошо соответствуют результатам опытов. Описываемые ими законы распределения скорости - аффинны, т. е. в безразмерных координатах представляют каждый одну кривую.

Используя представление закона распределения касательных напряжений поперек турбулентной струи в виде ряда

$$\tau = \sum_{n=0}^m B_n y^n, \quad (III.140)$$

ВОЛНЫ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИЛЫ
ВОЛНОВОЙ ПРИРОДЫ

коэффициенты B_n которого определяются из граничных условий на оси и внешней границе струи, и применяя зависимость (III.136), А. С. Гиневский получил безразмерный закон распределения скорости в виде зависимости [25]:

$$\Delta v_x = \frac{v_x - v_0}{v_{x \max} - v_0} = 1 - 6\eta^2 + 8\eta^3 - 3\eta^4, \quad \text{где } \eta = y/\delta. \quad (\text{III.141})$$

Эта кривая показана на рис. III.22. Здесь приведены также результаты экспериментальных исследований плоских и осесимметричных струй и следов. Все опытные данные достаточно хорошо описываются этой обобщенной зависимостью. Значению $\Delta v_x = 0,5$ соответствует $y_{0,5} = 0,385\delta$. Отклоняются от этой зависимости профили скорости в следе на удалении за плохообтекаемыми осесимметричными телами (рис. III.23).

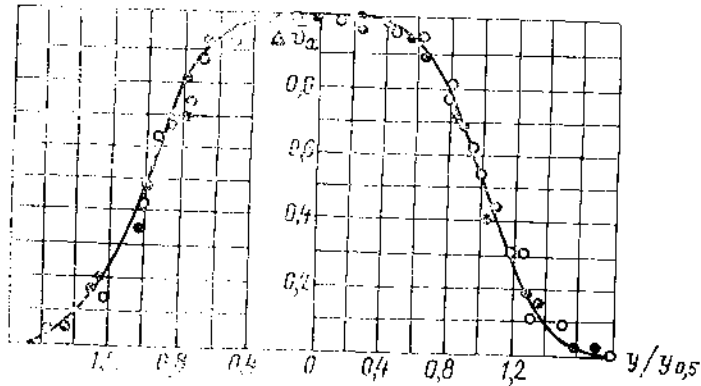


Рис. III.23. Профили скорости в следе за плохообтекаемыми осесимметричными телами.
● - конус; ○ - диск.

Зная характеристики гидродинамического следа на бесконечном удалении за профилем, где давление такое же, как в невозмущенном потоке, определяют вязкостное сопротивление

$$R_V = \rho v_\infty^2 \delta_\infty^{**} \quad (\text{III.142})$$

(δ_∞^{**} — толщина потери импульса на бесконечности в следе). Если обтекание профиля безотрывное, то следуя Сквайру и Юнгу, формулу (III.142) можно преобразовать к виду

$$R_V = \rho v_\infty^2 \delta_k^{**} (v_k/v_\infty)^{2,5+0,5H_k}, \quad (\text{III.143})$$

где δ_k^{**} — сумма значений толщины потери импульса пограничного слоя вдоль верхней и нижней сторон профиля на задней его кромке; v_k — скорость потока на границе пограничного слоя над задней кромкой ($v_k/v_\infty = 1,0 \div 0,78$); $H_k = \delta_k^*/\delta_k^{**}$. В случае безотрывного обтекания тела вращения его вязкостное сопротивление

$$R_V = \rho v_\infty^2 \delta_k^{**} (v_k/v_\infty)^m, \quad (\text{III.144})$$

По Сквайру и Юнгу $m = 2,5 + 0,5H_k$, а согласно Пателю $m = 0,125 \cdot 17 (H_k + 2) + 3$, где $H_k = \delta_k^*/\delta_k^{**}$.

§ 19. ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛОСКИХ РЕГУЛЯРНЫХ ВОЛН

Волновые движения возникают под действием внешних возмущений и предопределяют процесс их распространения в жидкости. В зависимости от того, какие силы способствуют волнообразованию, волны можно подразделить на гравитационные, капиллярные и упругие.

Гравитационные волны возникают вследствие того, что жидкость находится в поле силы тяжести; выведенная из состояния равновесия внешними воз-

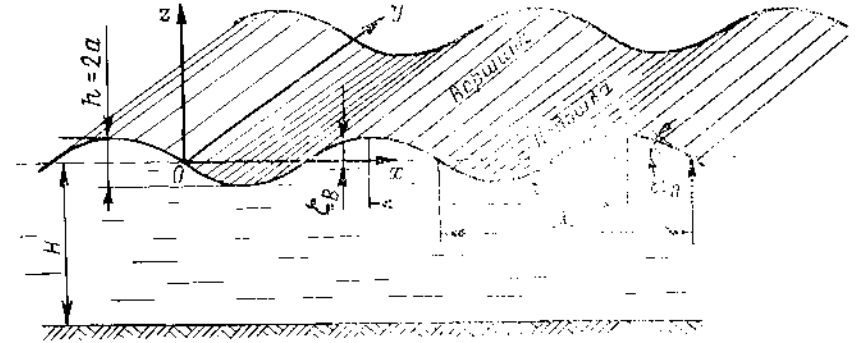


Рис. IV.1. Характеристики плоских правильных волн.

мущениями она совершает колебания. К гравитационным относятся ветровые волны, волны вызываемые движением тел, волны внутренние, возникающие на границе раздела жидкостей с разной плотностью или в неоднородных (стратифицированных) жидкостях, волны цунами, а также приливные, создаваемые притяжением Луны и Солнца.

Капиллярные волны обусловлены действием сил поверхностного натяжения и имеют вид ряби, порождаемой ветром или движением тел. Они могут существовать одновременно с гравитационными.

Упругие волны возникают вследствие сжимаемости жидкости; к ним относятся звуковые и взрывные волны.

Для судостроения имеют наибольшее значение гравитационные волны на свободной поверхности или поверхности раздела сред.

Поверхностные волны с периодически повторяющимися характеристиками называются правильными, или регулярными. Если картина волнового движения одинакова в параллельных плоскостях, то такие волны называются плоскими. В отличие от плоских волн ветровые и создаваемые движущимся судном имеют трехмерный характер, однако знание характеристик плоских волн способствует описанию трехмерного волнения. На рис. IV.1 показаны плоские правильные волны.

Профиль волны в плоскости, перпендикулярной образующим, описывается такими основными характеристиками, как длина λ , высота h и период τ . Длиной λ волны называется расстояние между соседними вершинами или подошвами; высота h волны представляет расстояние от подошвы до вершины. Величина $a = h/2$ правильных периодических волн является их амплитудой. Угол α_n , образуемый касательной к данной точке профиля с горизонтальной поверхностью покоящейся жидкости, называется углом взволнованной поверхности или волнового склона. Максимальное значение угла волнового склона (в градусах) можно определить по формуле

$$\alpha_n = 57,3\pi h/\lambda. \quad (\text{IV.1})$$

Промежуток времени τ между прохождением через неподвижную вертикаль последовательных вершин или подошв волны называется ее периодом. Отношение $\omega = 2\pi/\lambda$ представляет частоту волны. Волны можно подразделить на прогрессивные и стоячие. Профиль прогрессивных волн перемещается в пространстве со скоростью c , которая называется скоростью их распространения, или фазовой скоростью; у регулярных волн $c = \lambda/\tau$. К прогрессивным относятся ветровые и корабельные волны.

Профиль стоячих волн не перемещается в пространстве и лишь изменяет свои ординаты в данной его области; такие волны могут возникать, например, в результате отражения прогрессивных волн от берегов.

Ветровые волны и волны, вызываемые движением тел в жидкости или действием импульсов давления на ее поверхность, называются вынужденными. Рассматривают также свободные волны, характеристики которых не изменяются с течением времени, а высота зависит от начальных условий их возникновения; к ним близки волны морской зыби. Влияние вязкости жидкости на процессы формирования и затухания волн обычно не велико, поэтому теорию волн большей частью разрабатывают, полагая жидкость невязкой, а ее движение потенциальным.

Рассмотрим основы теории прогрессивных волн. В этом случае потенциал скорости $\varphi(x, y, z, t)$ в неподвижной системе координат, имеющей начало на невозмущенной свободной поверхности, удовлетворяет уравнению Лапласа $\Delta\varphi = 0$, а также кинематическому и динамическому граничным условиям на свободной поверхности при $z = \zeta_{\text{в}}(x, y, t)$ и непротекания на плоском дне водоема

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial\varphi}{\partial z} &= \frac{\partial\varphi}{\partial x} \frac{\partial\zeta_{\text{в}}}{\partial x} + \frac{\partial\varphi}{\partial y} \frac{\partial\zeta_{\text{в}}}{\partial y} + \frac{\partial\zeta_{\text{в}}}{\partial t}; \\ \frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial\varphi}{\partial z} \right)^2 \right] + g\zeta_{\text{в}} &= 0; \\ \frac{\partial\varphi}{\partial z} &= 0 \text{ при } z = -H. \end{aligned} \right\} \quad (IV.2)$$

Система граничных условий (IV.2) используется при разработке нелинейной теории волн. Уравнения (IV.2) несколько упрощаются в случае плоских прогрессивных волн (см. рис. IV.1), где потенциал $\varphi(x, z, t)$ и $\zeta_{\text{в}}(x, t)$. Разработка нелинейной теории связана с большими математическими трудностями.

Более простой является линейная теория, основанная на предположении, что волны имеют относительно малые амплитуды и параметр $\left(\frac{\lambda}{H}\right)^3 \frac{h}{\lambda} \ll 1$. В этом случае задача сводится к решению уравнения $\Delta\varphi = 0$ с соблюдением упрощенных граничных условий, отнесенных к невозмущенной поверхности при $z = 0$:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial z} = \frac{1}{g} \frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}; \quad \zeta_{\text{в}} = \frac{1}{g} \frac{\partial\varphi}{\partial t}, \quad (IV.3)$$

а также на дне при $z = -H$ $\partial\varphi/\partial z = 0$. Система уравнений (IV.3) является, наряду с уравнением Лапласа, линейной и допускает применение метода суперпозиции решений.

Потенциал плоских прогрессивных волн относительно малой амплитуды, распространяющихся вдоль положительного направления оси x , имеет вид

$$\varphi = \frac{ag}{\omega \operatorname{ch} kH} \operatorname{ch} k(z + H) \cos(\omega t - kx), \quad (IV.4)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — частота формы волны, характеризующая число волн, укладываемых на отрезке оси x длиной 2π м. Профиль $\zeta_{\text{в}}(x, t)$ волн, соответствующий этому потенциалу:

$$\zeta_{\text{в}} = a \sin(\omega t - kx) \quad (IV.5)$$

с углами волнового склона

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{в}} = \frac{2\pi a}{\lambda} \cos(\omega t - kx) \approx \alpha_{\text{в}}. \quad (IV.6)$$

Частота волн связана с их длиной зависимостью

$$\omega^2 = gk \operatorname{th} kH, \quad (IV.7)$$

и скорость распространения волн

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \operatorname{th} \frac{2\pi H}{\lambda}}. \quad (IV.8)$$

Частицы жидкости движутся по замкнутым эллиптическим траекториям, уравнение которых

$$\left(\frac{x - x_0}{a \frac{\operatorname{ch} k(z_0 + H)}{\operatorname{sh} kH}} \right)^2 + \left(\frac{z - z_0}{a \frac{\operatorname{sh} k(z_0 + H)}{\operatorname{sh} kH}} \right)^2 = 1, \quad (IV.9)$$

где x_0 и z_0 — координаты равновесного положения частиц.

Характерной особенностью волн относительно малой амплитуды является то, что их длина и фазовая скорость не зависят от амплитуды. Энергия волн, приходящаяся на участок длины, равный λ , представляет сумму кинетической $T_{\text{к}}$ и потенциальной $U_{\text{п}}$ энергии (в рассматриваемых волнах $T_{\text{к}} = U_{\text{п}}$):

$$\mathcal{E} = T_{\text{к}} + U_{\text{п}} = \frac{\rho g a^2}{2} \lambda. \quad (IV.10)$$

Перенос энергии в волнах происходит с так называемой групповой скоростью $u_{\text{г}}$:

$$u_{\text{г}} = \frac{c}{2} \left(1 + \frac{2kH}{\operatorname{sh} 2kH} \right), \quad (IV.11)$$

т. е. в общем случае $u_{\text{г}} < c$.

В предельном случае для жидкости неограниченной глубины, когда $H \rightarrow -\infty$, потенциал и другие характеристики волн имеют вид

$$\varphi = \frac{ag}{\omega} e^{kz} \cos(\omega t - kx) = \frac{ag}{\omega} e^{kz} \operatorname{Re} e^{i(\omega t - kx)}; \quad (IV.12)$$

$$\omega^2 = gk, \quad \text{т. е. } \tau = 0,8 \sqrt{\lambda} \text{ и } \lambda = 1,56\tau^2; \quad (IV.13)$$

$$c = \sqrt{g\lambda/2\pi} = 1,25 \sqrt{\lambda}; \quad (IV.14)$$

$$u_{\text{г}} = c/2. \quad (IV.15)$$

Уравнение ординат свободной поверхности и формула для вычисления энергии совпадают с выражениями (IV.5) и (IV.10). Траектории частиц в случае глубокой жидкости имеют вид окружностей с уравнением

$$(x - x_0)^2 + (z - z_0)^2 = a^2 e^{2kz_0}. \quad (IV.16)$$

По мере увеличения глубины погружения радиусы траекторий убывают:

$$r = ae^{\frac{2\pi z_0}{\lambda}}. \quad (IV.17)$$

Скорость движения частиц по данной окружности постоянна:

$$v = \frac{2\pi}{\tau} ae^{\frac{2\pi z_0}{\lambda}}. \quad (IV.18)$$

При $z_0 = 0$ $v/c = 2\pi a/\lambda$ и, следовательно, $v \ll c$.

В другом предельном случае, когда $H \ll \lambda$, согласно этой теории $u_{\text{г}} = c$, а скорость распространения волн

$$c = \sqrt{gH}. \quad (IV.19)$$

Давление в жидкости при волнах относительно малой амплитуды вычисляется с помощью зависимости

$$p = p_{\text{ат}} + \gamma z - \rho \frac{\partial\varphi}{\partial t}, \quad (IV.20)$$

где φ определяется согласно выражениям (IV.4) или (IV.12).

Если волны распространяются по поверхности раздела жидкостей с различной плотностью, причем $\rho_{\text{в}}$ — плотность верхней, $\rho_{\text{н}}$ — плотность нижней жидкости ($\rho_{\text{в}} < \rho_{\text{н}}$), то вдоль такой поверхности должно соблюдаться условие неразрывности нормальной скорости и давления; после линеаризации в случае волн относительно малой амплитуды эти условия при $z = 0$, т. е. на невозмущенной поверхности раздела, имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \varphi_{\text{в}}}{\partial z} &= \frac{\partial \varphi_{\text{н}}}{\partial z}; \\ \rho_{\text{в}} \left(\frac{\partial^2 \varphi_{\text{в}}}{\partial t^2} + g \frac{\partial \varphi_{\text{в}}}{\partial z} \right) &= \rho_{\text{н}} \left(\frac{\partial^2 \varphi_{\text{н}}}{\partial t^2} + g \frac{\partial \varphi_{\text{н}}}{\partial z} \right). \end{aligned} \right\} \quad (IV.21)$$

Если слой верхней жидкости имеет конечную толщину h_1 , а нижний — бесконечную глубину, то по свободной поверхности верхней жидкости и поверхности раздела могут распространяться волны двух различных типов. Частота волн первого типа $\omega_1 = \sqrt{gk}$, а скорость $c_1 = \sqrt{g\lambda/2\pi}$; волны второго типа имеют частоту $\omega_2 = \sqrt{gk \frac{\rho_{\text{в}} - \rho_{\text{н}}}{\rho_{\text{в}} \operatorname{cth} kh_1 + \rho_{\text{н}}}}$; скорость их распространения

$$c_2 = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \operatorname{th} \frac{2\pi h_1}{\lambda} \frac{\rho_{\text{в}} - \rho_{\text{н}}}{\rho_{\text{в}} + \rho_{\text{н}} \operatorname{th} \frac{2\pi h_1}{\lambda}}}. \quad (IV.22)$$

Отношение амплитуд волн второго типа на поверхности раздела a_1 и на свободной поверхности a_0 составляет

$$a_1/a_0 = \rho_{\text{в}} e^{-\frac{2\pi h_1}{\lambda}} / (\rho_{\text{в}} - \rho_{\text{н}}). \quad (IV.23)$$

т. е. при $\rho_{\text{в}} \approx \rho_{\text{н}}$ величина a_1/a_0 весьма велика. Если слой верхней и нижней жидкости имеют бесконечную толщину, то

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \frac{\rho_{\text{в}} - \rho_{\text{н}}}{\rho_{\text{в}} + \rho_{\text{н}}}}. \quad (IV.24)$$

На скорость распространения волн, особенно при малой их длине, могут оказать влияние силы поверхностного натяжения. Для жидкости, имеющей глубину H , поверхностное натяжение $\sigma_{\text{п}}$, скорость распространения волн с учетом влияния капиллярности

$$c = \sqrt{\left(\frac{g\lambda}{2\pi} + \frac{\sigma_{\text{п}}}{\rho} \frac{2\pi}{\lambda} \right) \operatorname{th} \frac{2\pi H}{\lambda}}. \quad (IV.25)$$

Существует минимально возможная скорость $c_{\text{мин}}$ распространения капиллярных волн; в случае глубокой воды $c_{\text{мин}} = 0,235$ м/с.

С помощью нелинейной теории получить зависимости, описывающие характеристики волн конечной амплитуды в замкнутом виде, не удается. Потенциал скорости плоских нелинейных прогрессивных волн можно представить в виде ряда $\varphi = h\varphi_1 + h^2\varphi_2 + h^3\varphi_3 + \dots$, где φ_n — потенциалы последовательных приближений. Теория второго приближения, в которой сохранены первые два члена этого ряда, позволила Вигнени для жидкости конечной глубины получить потенциал

$$\varphi = \frac{h\lambda}{2\pi} \frac{\operatorname{ch} k(z+H)}{\operatorname{sh} kH} \sin(kx - \omega t) + \frac{3}{16} \frac{\pi h^2}{\tau} \frac{\operatorname{ch} 2k(z+H)}{\operatorname{sh}^2 kH} \sin 2(kx - \omega t),$$

где первое слагаемое соответствует линейной теории. Ординаты волн второго приближения определяются соотношением

$$\xi_{\text{н}} = \frac{h}{2} \cos(kx - \omega t) + \frac{\pi h^2}{4\lambda} \left(1 + \frac{3}{2 \operatorname{sh}^2 kH} \right) \operatorname{cth} kH \cos 2(kx - \omega t). \quad (IV.26)$$

На рис. IV.2 сопоставлены ординаты этого профиля с профилем волн по линейной теории. Трасектории частиц в нелинейных волнах незамкнуты и скорость переноса волн в направлении волн, убывающая по глубине, составляет

$$v_{\text{н}} = \frac{\pi^2 h^2}{2\tau\lambda} \frac{\operatorname{ch} 2k(z+H)}{\operatorname{sh}^2 kH}.$$

Характерной особенностью волн конечной амплитуды является связь скорости их распространения не только с длиной, но и с амплитудой. Скорость распространения таких волн на глубокой воде можно определить по формуле Л. Н. Сретенского

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \left[1 + \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{2\pi a}{\lambda} \right)^4 \right]}. \quad (IV.27)$$

Предельные значения относительной высоты, до которых возможно существование волн конечной амплитуды, составляют на глубокой волне $2a/\lambda = 0,142$; при больших значениях относительной высоты происходит разрушение вершины волн.

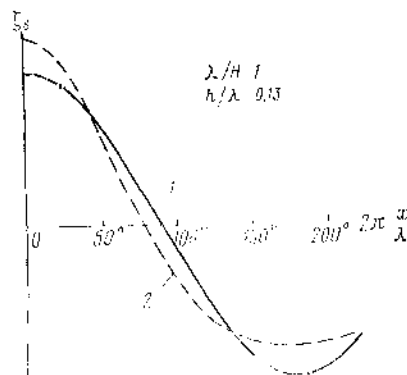


Рис. IV.2. Профили волн по линейной (1) и нелинейной (2) теории.

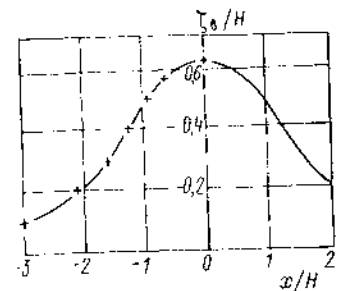


Рис. IV.3. Сопоставление расчетных и экспериментальных (+) ординат одиночной волны.

Согласно приближенной нелинейной теории волн, теории «мелкой воды», отношение глубины к длине волны H/λ считается малым [84, 117]. На основе этой теории получены зависимости, описывающие одиночную волну, представляющую бугор, бегущий по поверхности жидкости конечной глубины. Теоретическое доказательство существования таких волн дано М. А. Лаврентьевым [86]. Для расчета ординат $\xi_{\text{н}}(x)$ по отношению к невозмущенной поверхности и скорости c распространения одиночной волны Лэйтоном [117] получены зависимости

$$\left. \begin{aligned} \xi_{\text{н}} &= \frac{a}{\operatorname{ch}^2 h_0 x} - \frac{3}{4} H \left(\frac{a}{H} \right)^2 \frac{1}{\operatorname{ch}^2 h_0 x (1 - \operatorname{sh}^2 h_0 x)}; \\ c &= \sqrt{gH} \left[1 + \frac{a}{2H} - \frac{3}{20} \left(\frac{a}{H} \right)^2 \right]; \end{aligned} \right\} \quad (IV.28)$$

$$\text{где } h_0 = \frac{1}{2H} \sqrt{\frac{3a}{H}} \left(1 + \frac{5}{8} \frac{a}{H} \right).$$

На рис. IV.3 сопоставлены результаты расчетов по Лэйтону с экспериментальными данными для профиля одиночной волны. Предельно допустимая с позиций ее устойчивости относительная высота одиночной волны составляет $a/H = 0,72$, чему соответствует $c = 1,28 \sqrt{gH}$. Из формул (IV.28) следует, что одиночные волны возникают только при $a > \sqrt{gH}$, т. е. в сверхкритической зоне чисел Фрэнкля $FrH > 1$.

Кортвегом и де Врисом было показано, что на мелкой воде, т. е. при $H \approx \lambda$, возможно возникновение кноидальных волн, для которых одиночная волна является предельным случаем [82]. Скорость их распространения может быть как меньше,

так и больше $c = \sqrt{gH}$, т. е. критической. Ординаты таких волн и закон распределения давления по их глубине определяются соотношениями

$$\zeta_n = a \operatorname{sn} [A(x), k]; \quad p = \gamma (\zeta_n - z), \quad (IV.29)$$

где $\operatorname{sn}(A, k)$ — эллиптическая функция Якоби [38]; $0 < k^2 < 1$,

$$A(x) = \frac{x}{H} \sqrt{\frac{3}{4k^2} \frac{a}{H} \left[1 + \frac{a}{H} (2k^2 - 1) \right]^{-3}} \approx \frac{x}{H} \sqrt{\frac{3a}{4k^2 H}}$$

На рис. IV.4, а приведены профили кноидальных волн и безразмерных переменных, на рис. IV.4, б — профиль одиночной волны. Кривая при $k^2 = 1$ на

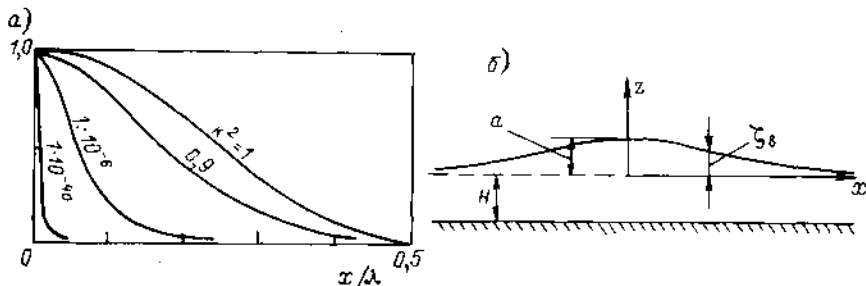


Рис. IV.4. Профили кноидальных (а) и одиночной (б) волн.

рис. IV.4, а представляет профиль косинусоидальной волны и при $k^2 = 1 \cdot 10^{-6}$ почти совпадает с профилем одиночной волны, показанным в размерных координатах.

§ 20. СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЕТРОВЫХ ВОЛН И СВЕДЕНИЯ О ВОЛНЕНИИ В НЕКОТОРЫХ РАЙОНАХ МОРЯ

Реальное ветровое волнение имеет сложную форму, изменение которой во времени и пространстве носит неправильный, нерегулярный характер, создающий у наблюдателя впечатление хаотичности движения масс воды. Причина этого заключается, главным образом, в турбулентности ветрового потока над морем, закономерности которого описываются методами теории вероятности и математической статистики. Поэтому и характеристики ветровых волн тоже могут рассматриваться как случайные величины и изучаться с помощью статистико-вероятностных методов.

Различают три типа морского волнения: 1) волнение, вызываемое и поддерживаемое ветром, действующим на свободную поверхность воды; 2) волны зыби, остающиеся после прекращения действия ветра или выходящие за сферу его действия; 3) смешанное волнение — результат наложения более молодых ветровых волн на зыбь или систему ветровых волн, образовавшихся ранее.

Согласно ГОСТ 18451—73 основные элементы ветровых волн определяются следующим образом:

высота волны — превышение вершины волны над соседней подошвой на волновом профиле, проведенном в генеральном направлении распространения волн;

длина волны — горизонтальное расстояние между вершинами двух смежных гребней на волновом профиле, проведенном в генеральном направлении распространения волн;

длина гребня — горизонтальное расстояние между подошвами двух смежных ложбин на волновом профиле, проведенном перпендикулярно к генеральному направлению распространения волн;

период волны — интервал времени между прохождением двух смежных вершин волн через фиксированную вертикаль;

скорость волны — скорость перемещения гребня волны в направлении ее распространения, определяемая за короткий интервал времени порядка периода волны;

Таблица IV.1. Значение параметров A и k функции распределения

Элементы волн	A	k
Высота h	0,785	2
Период τ	0,712	3
Длина λ и длина гребня l	0,757	2,3

уклон аномальной поверхности — угол между горизонтальной прямой и касательной к волновому профилю в некоторой его точке.

Считая эти элементы случайными величинами, зависимости между ними наиболее полно определяют с помощью функций распределения. Различают два вида таких функций: одни описывают разнообразие элементов волн при фиксированной балльности волнения (или силе вызвавшего его ветра) и называются функциями распределения при квазистационарном волнении или просто *функциями распределения*, другие характеризуют разнообразие элементов волн за длительные промежутки времени, исчисляемые годами, и называются *режимными функциями распределения*. В расчетах мореходных качеств судов используются в основном функции распределения при квазистационарном волнении, на которых мы и остановимся.

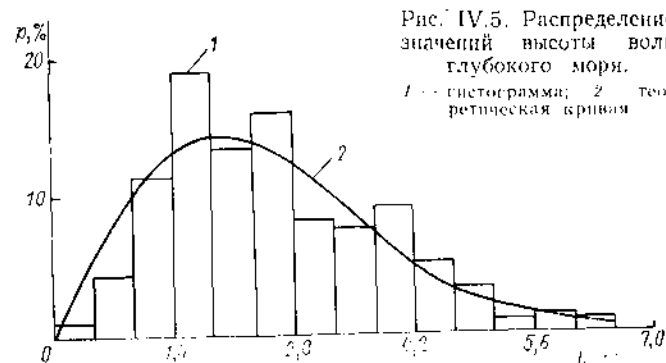


Рис. IV.5. Распределение значений высоты волн глубокого моря. 1 — гистограмма; 2 — теоретическая кривая

Теоретическими и экспериментальными исследованиями установлено: функция распределения $F(x)$, характеризующая вероятность того, что элементы волн равны заданной величине x или превышают ее (называемая также функцией обеспечения), определяется общей формулой

$$F(x^0) = \exp \left[-A \left(\frac{x}{\bar{x}} \right)^k \right], \quad (IV.30)$$

где x^0 — нормированное по среднему значению ($x^0 = x/\bar{x}$), \bar{x} — среднее значение элемента волн x . Значения A и k — параметров, полученных в результате обобщения натуральных данных, — приведены в табл. IV.1 [21]. Распределение значений высоты волн подчиняется закону Рэлея (рис. IV.5); параметры распределения периодов зависят от спектрального состава волнения и могут несколько отличаться от указанных.

Формула (IV.30) определяет разнообразие элементов волн заданной обеспеченности по отношению к средним элементам волн. Поэтому, задавшись обеспеченностью (вероятностью превышения) по формуле (IV.30) или по соответствующей ей табл. IV.2, легко найдем, во сколько раз элемент волны заданной обеспеченности больше (или меньше) среднего элемента волн. Например, из табл. IV.2 следует, что при обеспеченности волн, равной 3%, высота волны $h_{3\%}$, фигурирующая в шкале балльности Главного управления гидрометеорологической службы (ГУГМС), в 2,11 раза больше средней высоты волн. Эта шкала служит для визуальной оценки интенсивности вол-

Таблица IV.2. Зависимость отклонения относительно средних элементов волн от обеспеченности

Нормированные элементы волн	Обеспеченность, %									
	0,1	1	3	5	10	30	50	70	90	95
Высота h^0	2,97	2,42	2,11	1,95	1,71	1,24	0,94	0,67	0,37	0,26
Период τ^0	2,13	1,86	1,70	1,61	1,48	1,19	0,99	0,79	0,53	0,42
Длина волн λ^0 и гребней волн L^0	2,62	2,19	1,95	1,82	1,62	1,22	0,96	0,72	0,42	0,31

Таблица IV.3. Шкала балльности волнения

Балл степени волнения	Высоты волн, $h_{3\%}$, м	Словесная характеристика волнения	Балл степени волнения	Высоты волн, $h_{3\%}$, м	Словесная характеристика волнения
0	0	Отсутствует	V	2,0—3,5	Сильное
I	До 0,25	Слабое	VI	3,5—6,0	»
II	0,25—0,75	Умеренное	VII	6,0—8,5	Очень сильное
III	0,75—1,25	Значительное	VIII	8,5—11,0	»
IV	1,25—2,0	»	IX	11,0	Исключительное

Таблица IV.4. Соотношение между значениями средней высоты и обеспеченностью волн

Обеспеченность, %	$h_{1/n}/h$	Обеспеченность, %	$h_{1/n}/h$	Обеспеченность, %	$h_{1/n}/h$
1	2,68	10	2,02	70	1,24
3	2,39	30	1,63	90	1,08
5	2,24	50	1,41	95	1,05

нения; она приведена в табл. IV.3. Наибольшая высота волн, принимаемая равной высоте волны с обеспеченностью 0,1 %, превышает среднюю в 2,97 раза.

В зарубежной практике для оценки интенсивности волнения часто применяется понятие «значительной высоты» волн, которая определяется как средняя от одной трети наиболее высоких (из всей совокупности) волн. Это понятие используется для визуальной оценки состояния моря: по мнению иностранных океанографов, именно такие волны четко фиксирует на поверхности моря невооруженный глаз наблюдателя. Между средней высотой волн h и «значительной высотой» $h_{1/3}$ существует соотношение:

$$h_{1/3} = 1,6h, \quad (IV.31)$$

откуда высота волны 3 %-ной обеспеченности

$$h_{3\%} = 1,33h_{1/3}. \quad (IV.32)$$

Таким образом, высота волны $h_{3\%}$, фигурирующая в шкале балльности волнения ГУГМС, заметно превышает значительную высоту волн. Это нужно иметь в виду при оценке степени балльности волнения с использованием данных визуальных наблюдений. Соотношение между средней высотой волн и средней высотой $h_{1/n}$ заданного числа наиболее высоких волн при разной обеспеченности приведено в табл. IV.4.

Распределение элементов смешанного волнения в общем случае может отличаться от приводимого формулой (IV.30); для высоты волн это отличие, как показывают натурные данные, обычно незначительное; закон распределения периодов при указанных в табл. IV.1 параметрах может заметно отличаться от приведенного.

Иногда обеспеченность высоты волн выражают с помощью формулы, вытекающей из распределения Рэлея:

$$F(h) = \exp\left(-\frac{h^2}{8D_{\xi}^2}\right), \quad (IV.33)$$

где D_{ξ} — дисперсия волновых ординат. Отсюда любая характерная высота волны оказывается пропорциональной корню квадратному из дисперсии — стандарту высоты волны. В частности, средняя высота волны

$$h = 2,5\sqrt{D_{\xi}}, \quad (IV.34)$$

высота волны 3 %-ной обеспеченности

$$h_{3\%} = 5,3\sqrt{D_{\xi}}, \quad (IV.35)$$

значительная высота волны

$$h_{1/3} = 4,0\sqrt{D_{\xi}}. \quad (IV.36)$$

Для водоемов ограниченной глубины распределение высоты волн оказывается несколько иным [26]:

$$F(h) = \exp\left[-\frac{\pi}{4\left(1 + \frac{1}{\sqrt{\pi}}\frac{h}{H}\right)}\left(\frac{h}{H}\right)^{1 + \frac{h}{H}}\right], \quad (IV.37)$$

где H — средняя глубина воды.

В практике оценки мореходности судов иногда нужно знать вероятность появления волн, которые характеризуются заданным сочетанием высоты h , длины λ и периодов τ . Они определяются функциями совместного распределения элементов волн, в частности функцией обеспеченности $F(h, \tau, \lambda)$. Существует два основных подхода к построению этих функций. Первый основан на предположении, что элементы волн являются независимыми случайными величинами; тогда вероятность их совокупности равна произведению вероятностей каждого:

$$F(h, \tau, \lambda) = F(h)F(\tau)F(\lambda). \quad (IV.38)$$

По мнению автора работы [43], это представление удовлетворительно согласуется с натурными данными. Однако более поздние исследования показали, что оно может значительно отличаться от натуральных данных. Поэтому рекомендуется второй подход к построению функций совместного распределения, основанный на использовании условных распределений $F(x/y)$, характеризующих вероятность значений элемента волн x при фиксированном значении другого элемента y .

Анализ натуральных экспериментов показал, что условные распределения элементов волн подчиняются общему закону:

$$F(x^0/y^0) = \exp\left[-A_{y^0}(x^0/\bar{x}_{y^0})^{k_{y^0}}\right], \quad (IV.39)$$

где $x^0 = x/\bar{x}$, $y^0 = y/\bar{y}$, A_{y^0} и k_{y^0} — параметры распределения, а \bar{x}_{y^0} — среднее значение элемента волн при фиксированном y^0 .

Расчитав по приведенным в работе [21] формулам и таблицам вначале параметры, а затем и сами условные распределения, можно найти двумерные распределения элементов волн с помощью выражений (IV.30) и (IV.34) по формуле

$$F(x^0, y^0) = \int_{x^0}^{\infty} F(y^0/x^0) dF(x^0). \quad (IV.40)$$

Таблица IV.5. Двумерная обеспеченность нормированной высоты и периодов волн, %

h^0	τ^0							
	0	0,25	0,50	0,75	1,0	1,25	1,5	1,75
0	100	99	91	74	49	25	9	2
0,25	95	94	90	72	49	24	9	2
0,50	82	81	80	70	48	23	8	2
0,75	64	64	63	58	43	20	5	1
1,0	46	46	49	44	32	18	5	1
1,25	29	29	29	27	22	12	4	1
1,50	17	17	17	16	14	8	3	1
1,75	9	9	9	8	6	4	1	—
2,0	4	4	4	4	3	2	1	—
2,25	2	2	2	2	2	1	—	—

Таблица IV.6. Двумерная обеспеченность высоты и длины волн, %

h^0	λ^0									
	0	0,25	0,5	0,75	1,0	1,25	1,5	1,75	2,0	2,25
0	100	98	96	70	48	26	16	7	3	1
0,25	96	90	86	70	48	26	16	7	3	1
0,5	82	82	80	62	46	24	12	7	3	1
0,75	66	66	65	60	43	23	10	6	2	1
1,0	46	46	45	42	32	19	10	6	2	1
1,25	30	30	29	28	23	14	7	5	2	1
1,5	15	15	15	14	13	9	6	2	1	—
1,75	10	10	8	8	7	4	2	1	1	—
2,0	5	5	5	5	5	3	1	1	1	—
2,25	2	2	2	2	2	2	1	1	1	—
2,5	1	1	1	1	1	—	—	—	—	—

Результаты расчетов двумерной обеспеченности нормированных значений высоты и периодов приведены в табл. IV.5, а нормированной высоты и длины волн — в табл. IV.6. Из этих таблиц, в частности, следует, что обеспеченность совместного появления относительно высоких и длинных волн очень мала. Если, например, высота и длина волны в два раза превышают средние значения ($h^0 = 2$, $\lambda^0 = 2$), то их двумерная обеспеченность равна всего 1 %. Прочерки в таблицах отвечают весьма малым значениям обеспеченности (менее 0,5 %).

Для анализа двумерного распределения длины и периодов натуральных данных пока недостаточно, поэтому обычно пользуются линейной теорией плоских прогрессивных волн [см. формулу (IV.13)]. Функции обеспеченности смешанного волнения также могут значительно отличаться от приведенных в табл. IV.5 и IV.6, особенно в тех случаях, когда характерные периоды ветровых волн и волн зыби существенно различаются.

Замечено, что при всей хаотичности волнового движения в ветреную погоду среди последовательно бегущих волн зачастую можно выделить так называемые группы волн, или волновые пакеты, которые вначале нарастают до максимальной высоты, а затем убывают, иногда до полного затишья волн. Образование таких групп, по-видимому, связано с интерференцией волновых систем соответствующего спектрального состава с близкими средними периодами.

Таблица IV.7. Обеспеченность нормированных значений H^0 и T^0

Нормированные характеристики	Обеспеченность, %									
	0,1	1	3	5	10	30	50	70	90	95
H^0	2,62	2,19	1,95	1,82	1,62	1,22	0,96	0,72	0,42	0,31
T^0	3,29	2,63	2,26	2,07	1,79	1,25	0,92	0,63	0,32	—

Таблица IV.8. Уровни интенсивности группы волн λ и соответствующие им значения \bar{h}_0 и $D_{\bar{h}_0}$

Показатели	λ				
	1,43	1,71	1,95	2,11	2,12
\bar{h}_0	1,79	2,03	2,24	2,38	2,66
$D_{\bar{h}_0}$	0,098	0,079	0,067	0,062	0,051

Основными характеристиками групп волн являются: число волн в группе m , период группы T — время прохождения группы через фиксированную вертикаль, наибольшая высота волн в группе \hat{h} , ее период $\hat{\tau}$, разность H_r между наибольшей и наименьшей высотой волн в группе. Как показал анализ натурных данных [51], величины H_r и T распределены по закону (IV.30) с параметрами $k_H = 2,3$; $k_T = 1,8$; $A_H = 0,757$; $A_T = 0,81$. Обеспеченность нормированных по средним значениям $H_r^0 = H_r/\bar{H}_r$ и $T^0 = T/\bar{T}$ приведена в табл. IV.7. Вероятность того, что в группе будет m волн и более, определяется в первом приближении по формуле

$$F(m) = \exp[-2 \cdot 10^{-3} m^3], \quad (IV.41)$$

где $m = 2, 3, \dots$. Независимо от типа и интенсивности волнения число волн в группе колеблется от 2 до 15, а среднее их число равно 5—6. Для рассмотрения статистики наибольших волн в группах последние целесообразно подразделить на категории, которые характеризуются уровнем интенсивности группы волн $\lambda = \hat{h}/\bar{h}$, т. е. отнесенной к средней высоте наибольшей волны в группе. Если зафиксировать ряд определенных уровней λ , то для функции распределения значений нормированной высоты наибольших волн $\hat{h}^0 = \hat{h}/\bar{h}$ справедлива приближенная формула:

$$F_{\lambda}(\hat{h}^0) = \exp\left\{-\frac{\pi}{4}[\lambda^2 - (\hat{h}^0)^2]\right\}. \quad (IV.42)$$

Соответствующие этому распределению средние значения \bar{h}_0 и дисперсия $D_{\bar{h}_0}$ для ряда характерных уровней интенсивности λ приведены в табл. IV.8. Данные таблицы показывают, что для достаточно высоких уровней интенсивности высота наибольшей волны в группе более чем в два раза превышает среднюю высоту волн. Периоды наибольших волн в группах распределены при фиксированных λ по закону, выраженному формулой (IV.34). При этом оказывается, что среднее значение нормированных периодов $\tau^0 = \hat{\tau}/\bar{\tau}$ не зависит от λ и вычисляется по формуле $\tau_{cp}^0 = 1,15\tau$.

Определенный практический интерес представляет также знание статистических характеристик промежутка времени между прохождением через фиксированную вертикаль наибольших волн соседних групп. Этот интервал $\delta = s/\tau$, нормированный по среднему периоду волн, зависит от уровня интенсивности λ и типа волнения.

Таблица IV.9. Зависимость интервала δ от уровня интенсивности и типа волнения

Тип волнения	Уровень интенсивности			
	1,43	1,71	1,95	2,11
Штормовое	9	14-16	22-25	32-33
Умеренное ветровое	10	16-18	28-32	36-42
Смешанное	9-10	13-18	25-30	48-49

Таблица IV.10. Зависимость среднего периода волн от балльности волнения

Балл волнения	Средний период, с	Балл волнения	Средний период, с	Балл волнения	Средний период, с
I	1-2	IV	4-5	VII	9-11
II	2-3	V	5-7	VIII	11-12
III	3-4	VI	7-9	IX	12 и более

Таблица IV.11. Значения повторяемости волнения в различных районах

Наименование бассейна	Повторяемость (в %) при балльности волнения		
	0-III	IV-V	VI и более
Океаны:			
Атлантический	41	39	20
Индийский	44	36	20
Тихий	43	38	19
Моря:			
Балтийское	81	18	1
Баренцево	63	23	7
Берингово	70	27	10
Каспийское	77	18	5
Охотское	63	27	10
Северное	55	33	12
Черное	76	19	5
Японское	70	25	5

Его средние значения приведены в табл. IV.9. Величины $\delta_{ср}$ возрастают с увеличением уровня интенсивности; они хорошо аппроксимируются выражением [51]

$$\delta_{ср} = \exp(2,1x - 0,7). \quad (IV.43)$$

Можно считать, что для уровней x , указанных в таблице, величина $\delta_{ср}$ сосредоточена в пределах от 5 до 33.

Приведенные выше сведения о статистических характеристиках морского волнения относятся в основном к элементам волн, нормированным по их средним значениям. Поэтому для оценки абсолютных значений элементов волн заданной обеспеченности нужно знать их средние значения. В расчетах мореходных качеств судов эти значения в зависимости от цели расчета определяют различным образом.

Если рассчитываются характеристики мореходности на волнении заданной балльности, то непосредственно по шкале степени волнения ГУГМС (см. табл. IV.3) выбирают высоту волны 3 %-ной обеспеченности $h_{3\%}$ на указанную в формуле

Таблица IV.12. Распределение повторяемости волн 3 %-ной обеспеченности

Море	Время года ¹	Высота волн, м						
		0-1,25	1,25-2,0	2,0-3,0	3,0-5,0	5,0-7,0	более 7	
Балтийское	Зима	64	15	11	8	2	0,5	
	Весна	81	9	7	3	0,5	0	
	Лето	84	8	5	3	0,5	0	
	Осень	72	12	9	6	1	0	
	Средняя за год	75	11	8	5	1	0	
Баренцево	Зима	36	17	16	21	7	3	
	Весна	53	15	13	15	4	0,5	
	Лето	72	11	9	7	1	0	
	Осень	50	14	14	17	4	1	
	Средняя за год	53	14	13	15	4	1	
Каспийское	Зима	67	12	11	8	2	0,5	
	Весна	78	9	8	4	1	0	
	Лето	78	9	8	4	1	0	
	Осень	69	12	11	7	1	0,5	
	Средняя за год	73	10	10	6	1	0,5	
Охотское	Зима	40	21	18	14	4	3	
	Весна	56	18	14	7	3	2	
	Лето	66	15	10	6	3	0	
	Осень	42	20	17	12	5	4	
	Средняя за год	51	19	15	9	4	2	
Черное	Зима	71	13	8	4	2	1	
	Весна	87	6	4	2	1	0	
	Лето	88	6	3	2	1	0	
	Осень	79	11	5	3	2	0	
	Средняя за год	80	10	5	3	2	0,5	
Японское	Зима	53	15	14	12	3	3	
	Весна	64	15	10	7	3	1	
	Лето	69	15	8	5	3	0	
	Осень	60	16	11	8	4	1	
	Средняя за год	62	15	11	8	3	1	

¹ Зима: декабрь - март; весна: апрель - май; лето: июнь - август; осень: сентябрь - ноябрь.

(IV.40) цифру, находят среднюю высоту волн \bar{h} . Для назначения периода можно воспользоваться данными табл. IV.10, причем в указанных диапазонах периодов целесообразно ориентироваться на значения, близкие к значениям периодов собственных колебаний судна.

Для оценки мореходности судна в определенном водном бассейне характерные балльность и элементы волн следует назначать с учетом повторяемости волнения различной интенсивности как в среднем за год, так и по временам года. Значения повторяемости волнения различной балльности в важнейших бассейнах Мирового океана, осредненные по всем временам года, приведены в табл. IV.11. Данные таблицы показывают, что наиболее бурными являются океаны, наиболее спокойными — закрытые моря. Последнее объясняется двумя причинами: во-первых, длина участков поверхности моря, на протяжении которых действует ветер одного направления (длина разгонов), в закрытых морях сравнительно невелика; во-вторых, повторяемость штормов того направления, на котором существует достаточно большая длина разгонов, гораздо меньше, чем повторяемость штормов в данном бассейне. Распределение повторяемости волн 3 % -ной обеспеченности в разные времена года в морях, омывающих берега СССР, приведено в табл. IV.12. Подробные сведения о повторяемости и обеспеченности высоты и периодов волн во многих районах Мирового океана приведены в разработанных под руководством И. Н. Давидана справочных данных Регистра СССР [21], получивших применение в судостроительных расчетах.

Достоверная количественная оценка средних элементов волн во всех водных бассейнах непосредственно согласно данным натурных наблюдений в настоящее время еще невозможна ввиду отсутствия по ряду районов Мирового океана надежных экспериментальных данных. Поэтому необходимые сведения получают расчетно-теоретическим путем, а результаты корректируют по материалам натурных наблюдений. Существует несколько методов такого расчета, которые с разной степенью точности учитывают физические факторы, влияющие на образование и развитие волн. Подробный обзор и анализ этих методов содержится, например, в работах [20, 66].

Для приближенной оценки средних элементов волн могут быть также использованы эмпирические формулы, предложенные разными авторами:

для установившегося волнения

$$\frac{gh}{u^2} = 0,0042 \left(\frac{gd}{u^2} \right)^{0,33}; \quad \frac{gt}{u} = 0,70 \left(\frac{gd}{u^2} \right)^{0,2}; \quad (IV.44)$$

для неустановившегося волнения

$$\frac{gh}{u^2} = 0,0013 \left(\frac{gd}{u} \right)^{0,42}; \quad \frac{gt}{u^2} = 0,34 \left(\frac{gd}{u} \right)^{0,25}. \quad (IV.45)$$

Время, необходимое для полного развития волн на разгоне d при заданной средней скорости ветра u , определяется формулой

$$\frac{gd}{u^2} = 0,2835 \left(\frac{gt}{u} \right)^{1,25}. \quad (IV.46)$$

Эти формулы широко применяются для расчета параметров волн в гидрометеослужбе.

§ 21. СПЕКТРАЛЬНЫЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ И СТРУКТУРА МОРСКОГО ВЕТРОВОГО ВОЛНЕНИЯ

Спектральный метод исследования и расчета морских волн основан на суперпозиции простых гармонических волн, в качестве которых принимаются плоские прогрессивные волны относительно малой амплитуды. Если нерегулярное волнение имеет двумерный характер, т. е. длина гребней очень велика, то ордината волнового профиля

$$\zeta_{\Sigma} = \sum_{i=1}^{\infty} a_i \cos(k_i x - \omega_i t + \delta_i), \quad (IV.47)$$

где a_i и δ_i — амплитуда и начальная фаза i -й спектральной составляющей волнения; k_i и ω_i — ее волновое число и круговая частота; x — горизонтальная координата, отсчитываемая в направлении бега волн; t — время.

Трехмерный характер ветровых волн можно отразить, складывая плоские прогрессивные волны, распространяющиеся в различных направлениях. Обозначив через ϑ_j угол, образуемый направлением бега i -й гармонической составляющей с осью ox , в результате сложения бесконечно большого числа таких составляющих получим

$$\zeta_{\Sigma} = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} a_{ij} \cos[k_i(x \cos \vartheta_j - y \sin \vartheta_j) - \omega_i t + \delta_{ij}]. \quad (IV.48)$$

Отсюда видно, что ординаты поверхности моря $z = \zeta_{\Sigma}(x, y, t)$ меняются как в направлении бега волн (координата x), так и вдоль их гребней в направлении oy , перпендикулярном к ox .

Для количественной оценки процесса волнения с помощью представления (IV.48) используются энергетические соотношения. В соответствии с теорией плоских прогрессивных волн энергию каждой i -й гармонической составляющей волнения, входящей в структуру (IV.48) и имеющей j -е направление, можно представить в виде $E_{ij} = \rho g a_{ij}^2$. С другой стороны, обозначив через s удельную энергию волн, приходящуюся на единицу площади поверхности моря, определим энергию i -й гармонической составляющей с j -м направлением на бесконечно малых интервалах частот $\Delta\omega$ и угле распространения $\Delta\vartheta$ как $E_{ij} = s(\omega, \vartheta) \Delta\omega \Delta\vartheta$. Тогда амплитуда этой составляющей

$$a_{ij} = \sqrt{\frac{2s(\omega, \vartheta)}{\rho g}} \sqrt{\Delta\omega \Delta\vartheta} \quad \text{или, вводя обозначение } S_{\Sigma} = \frac{s(\omega, \vartheta)}{\rho g}, \quad \text{можем записать:}$$

$$a_{ij} = \sqrt{2S_{\Sigma}(\omega, \vartheta)} \sqrt{\Delta\omega \Delta\vartheta}. \quad (IV.49)$$

Тем самым амплитуды гармонических составляющих волнения определяются через его удельную энергию.

Функция $S_{\Sigma}(\omega, \vartheta)$, характеризующая распределение удельной энергии волн по частоте и направлениям распространения, называется двумерной спектральной плотностью волнения, или двумерным энергетическим спектром. С его помощью можно количественно оценивать трехмерное морское волнение. Проинтегрировав функцию $S_{\Sigma}(\omega, \vartheta)$ по всем возможным углам распространения ϑ , например от 0 до 2π , получим одномерный энергетический спектр $S_{\Sigma}(\omega)$, называемый также частотным. Он служит для описания двумерного волнения либо колебаний уровня воды в точке. Размерность спектральной плотности $L^2 T$. В зарубежной литературе энергетическим спектром иногда называют величины $S(\omega, \vartheta)$, а иногда $2s(\omega, \vartheta)/g$, от чего суть структурного представления морского волнения, конечно, не меняется.

Однако зависимость (IV.49) определяет процесс изменения ординат волнового профиля (IV.48) не полностью: неизвестны фазы отдельных гармонических составляющих. В спектральном методе считается, что в интервале углов от 0 до 2π эти фазы равновероятны; тем самым в описании морского волнения в явном виде вводится элемент теории вероятности. Это позволяет установить количественные зависимости между спектральными и статистическими характеристиками волнения, рассматриваемого как случайный процесс, т. е. как случайная функция времени.

В большинстве практических приложений, связанных с изучением морского волнения и мореходных качеств судов, оказывается достаточно знать основные вероятностные характеристики случайных функций времени — математическое ожидание, дисперсию и корреляционную функцию. Случайная функция $\zeta_{\Sigma}(t)$ называется стационарной, если ее вероятностные характеристики не зависят от времени t . Следовательно, математическое ожидание $\bar{\zeta}_{\Sigma}$ и дисперсия D_{Σ} такой функции — величины постоянные, а корреляционная функция $R(\tau)$ зависит только от временного интервала τ . Случайная функция обладает эргодическим свойством, если ее вероятностные характеристики, вычисленные по множеству реализаций, равны соответствующим характеристикам, найденным по одной продолжительной реализации.

В теории стационарных случайных процессов получены соотношения между спектральной плотностью процесса $S_{\Sigma}(\omega)$ и его корреляционной функцией $R(\tau)$:

$$S_{\Sigma}(\omega) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} R(\tau) \cos \omega \tau d\tau; \quad R(\tau) = \int_0^{\infty} S_{\Sigma}(\omega) \cos \omega \tau d\omega. \quad (IV.50)$$

Зная одну из этих величин, легко определить другую. Для использования зависимостей (IV.50) при изучении морского волнения последнее нужно считать стационарным случайным процессом. Это несправедливо, если рассматривать процесс ветрового волнения в целом, начиная с ранних стадий его развития и кончая затуханием или обращением в мертвую зыбь. Однако при практической оценке мореходных качеств судов обычно интересуются характеристиками квазистационарного волнения, т. е. волнения определенной балластности. Эти характеристики оцениваются по регистрации процесса за ограниченный промежуток времени (порядка 30 мин), в течение которого математическое ожидание и дисперсия волнения изменяются, как правило, незначительно. Поэтому с некоторой долей условности запись волнения указанной продолжительности можно рассматривать как реализацию стационарного случайного процесса и результаты ее обработки использовать на основе теории стационарных случайных процессов.

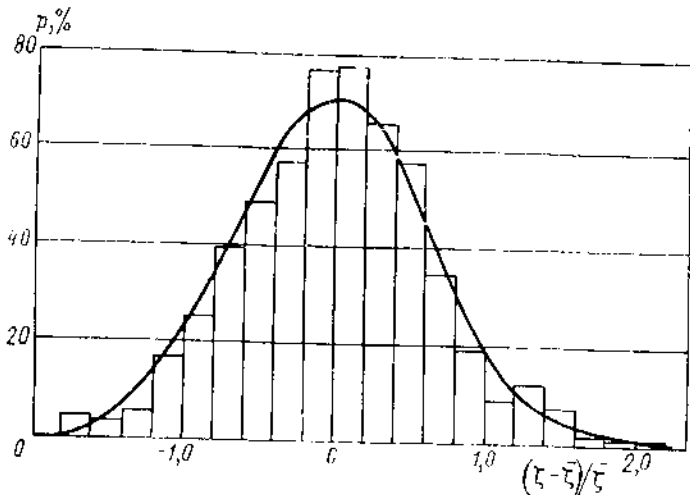


Рис. IV.6. Распределение ординат волн глубокого моря.

Анализ многочисленных записей волнения, проведенный разными исследователями в различных бассейнах, показывает, что ординаты ветровых волн глубокого моря практически всегда распределены в соответствии с нормальным законом Гаусса. Это иллюстрирует рис. IV.6, на котором эмпирическое распределение — гистограмма ординат волн — сопоставлено с теоретической кривой Гаусса (плавная кривая). То, что процесс волнения является нормальным (гауссовым) случайным процессом, можно показать и теоретическим путем, используя одну из основных теорем теории вероятности — центральную предельную теорему [44]. Применяя эту теорему, а также представления (IV.48) и (IV.49), нетрудно установить связь между дисперсией волновых ординат и двумерным энергетическим спектром:

$$D_{\xi} = \int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} S_{\xi}(\omega, \theta) d\omega d\theta. \quad (IV.51)$$

Переходя к одномерному (частотному) спектру, получим

$$D_{\xi} = \int_0^{\infty} S_{\xi}(\omega) d\omega. \quad (IV.52)$$

Эта формула является частным случаем зависимости (IV.50) для корреляционной функции, если в последней принять $\tau = 0$. Но высота волны распределена по закону Рэлея и связана с дисперсией формулой (IV.33); следовательно, формулы (IV.51)

и (IV.52) определяют связь между такими статистическими характеристиками нерегулярного волнения, как средняя высота, или высота волны заданной обеспеченности, и его энергетический спектр.

Для установления более сложных зависимостей между статистическими и спектральными характеристиками волнения используется понятие момента спектра. Моментом порядка r частотного спектра $S_{\xi}(\omega)$ называют величину

$$m_r = \int_0^{\infty} S_{\xi}(\omega) \omega^r d\omega; \quad r \geq 0. \quad (IV.53)$$

Понятие момента двумерного спектра удобнее ввести, представив ординату поверхности моря, покрытой трехмерными волнами, в виде

$$\xi_n(t) = \sum_{i=1}^{\infty} \sum_{j=1}^{\infty} a_{ij} \cos(u_i x + v_j y - \omega_{ij} t + \delta_{ij}), \quad (IV.54)$$

где $u = k \cos \nu$, $v = k \sin \nu$, а k — волновое число в направлении ν .

Энергия каждой составляющей, приходящаяся на бесконечно малый интервал волновых чисел Δu и Δv : $\frac{1}{2} \rho g a^2(u, v) = s(u, v) \Delta u \Delta v$, где $s(u, v)$ — удельная энергия волн. Поэтому функцию

$$S_{\xi}(u, v) = \frac{s(u, v)}{\rho g} = \frac{a^2(u, v)}{2 \Delta u \Delta v}, \quad (IV.55)$$

характеризующую распределение удельной энергии в зависимости от волновых чисел u и v , тоже называют двумерным энергетическим спектром.

Между спектрами $S_{\xi}(\omega, \nu)$ и $S_{\xi}(u, v)$ существует простая связь. Так, для случая глубокой воды, когда $u = (\omega^2/g) \cdot \cos \theta$; $v = (\omega^2/g) \cdot \sin \theta$, имеем

$$S_{\xi}(\omega, \theta) = \frac{2\omega^3}{g^2} S_{\xi}\left(\frac{\omega^2}{g} \cos \theta, \frac{\omega^2}{g} \sin \theta\right). \quad (IV.56)$$

Теперь можно ввести, аналогично понятию момента частотного спектра, понятие момента двумерного спектра. Моментом порядка p, q спектра $S_{\xi}(u, v)$ называют выражение вида

$$m_{pq} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\xi}(u, v) u^p v^q du dv. \quad (IV.57)$$

Из формул (IV.52) и (IV.53) видно, что момент нулевого порядка ($r = 0$) частотного спектра определяется той же формулой, что и дисперсия волновых ординат, т. е.

$$m_0 = D_{\xi}. \quad (IV.58)$$

Значит, статистические характеристики высоты волны однозначно выражаются через момент спектра нулевого порядка. В частности, средняя высота волны

$$\bar{h} = 2,5 \sqrt{m_0}; \quad (IV.59)$$

высота волны с обеспеченностью p %

$$\bar{h}_{p\%} = f_n(p) \sqrt{m_0}, \quad (IV.60)$$

где в соответствии с законом Рэлея

$$f_n(p) = 2[-2 \ln(p\%/100)]^{1/2}. \quad (IV.61)$$

Для определения среднего периода подсчитываются промежутки времени между последовательными прохождением процесса $\xi(t)$ через нулевое (среднее) положение, или, как говорят, нули функции $\xi_n(t)$. Если ее ординаты распределены по закону Гаусса, то средний период

$$\bar{\tau} = 2\pi \sqrt{D_{\xi}/D_{\dot{\xi}}}, \quad (IV.62)$$

где D_{ξ} — дисперсия производной $d\xi/dt$. Тогда с учетом спектрального представления (IV.48), (IV.49) и формулы (IV.51) получим

$$\bar{t} = 2\pi \left[\frac{\int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} S_{\xi}(\omega, \theta) d\omega d\theta}{\int_0^{\infty} \int_{-\pi}^{\pi} S_{\xi}(\omega, \theta) \omega^2 d\omega d\theta} \right] \quad (IV.63)$$

Интегрируя по направлениям распространения спектральных составляющих и переходя к частотному спектру, в соответствии с выражениями (IV.52) и (IV.58) найдем

$$\bar{t} = 2\pi \sqrt{m_0/m_2}, \quad (IV.64)$$

где момент спектра второго порядка

$$m_2 = \int_0^{\infty} S_{\xi}(\omega) \omega^2 d\omega. \quad (IV.65)$$

Таким образом, средний период волн однозначно определяется моментами частотного спектра нулевого и первого четного порядков. Рассматривая вместо процесса изменения волновых ординат $\xi_{в}(t)$ процесс $\xi_{н}(t)$, можно подсчитать средний промежуток времени между двумя последовательными максимумами

$$\bar{t}_m = 2\pi \sqrt{m_2/m_4}, \quad (IV.66)$$

где момент спектра четвертого порядка

$$m_4 = \int_0^{\infty} S_{\xi}(\omega) \omega^4 d\omega. \quad (IV.67)$$

Формула (IV.66) учитывает возможное наличие вторичных экстремумов, в частности отрицательных максимумов, обращенных выключностью к нулевой средней линии процесса $\xi_{в}(t)$. Число отрицательных максимумов определяется формулой [52]

$$l = \frac{1}{2} \{1 - (m_3/\sqrt{m_0 m_4})\}. \quad (IV.68)$$

Число l связано с характеристикой ширины спектра ϵ зависимостью

$$l = \frac{1}{2} (1 - \sqrt{1 - \epsilon^2}), \quad (IV.69)$$

где

$$\epsilon = \sqrt{1 - (m_3^2/m_0 m_4)}. \quad (IV.70)$$

Таким образом, подсчитав моменты нулевого, второго и четвертого порядка, можно количественно оценить ширину спектра.

Для установления связи между пространственными характеристиками волнения и энергетическим спектром используются понятия моментов спектра в форме (IV.57). Средняя длина волны

$$\bar{\lambda} = 2\pi \sqrt{m_{00}/m_2 \max}, \quad (IV.71)$$

а средняя длина гребня

$$\bar{L} = 2\pi \sqrt{m_{00}/m_2 \min}, \quad (IV.72)$$

где

$$m_{00} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\xi}(u, v) du dv; \quad (IV.73)$$

$$\left. \begin{aligned} m_2 \max &= \frac{1}{2} \{m_{20} + \sqrt{(m_{20} - m_{02})^2 + 4m_{11}^2} + m_{02}\}; \\ m_2 \min &= \frac{1}{2} \{m_{20} - \sqrt{(m_{20} - m_{02})^2 + 4m_{11}^2} + m_{02}\}; \end{aligned} \right\} \quad (IV.74)$$

$$\left. \begin{aligned} m_{20} &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\xi}(u, v) u^2 du dv; \\ m_{11} &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\xi}(u, v) uv du dv; \\ m_{02} &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} S_{\xi}(u, v) v^2 du dv. \end{aligned} \right\} \quad (IV.75)$$

Отсюда легко найти среднее значение показателя трехмерности волнения $\bar{\lambda}\bar{L}$. Аналогичным путем через моменты спектра можно выразить среднюю фазовую скорость волн, а также дисперсию скорости и ускорения орбитального движения поверхностных частиц волнующейся жидкости [50]. Зная энергетический спектр волнения, нетрудно рассчитать практически все необходимые для оценок мореходных качеств средние характеристики волн, по которым с учетом законов распределения элементов волн [см. § 20] вычисляются высота, период, длина заданной обеспеченности.

Для двумерной спектральной плотности в практических расчетах обычно используется приближенное представление, базирующееся на обобщении экспериментальных данных [44]:

$$S_{\xi}(\omega, \theta) = S_{\xi}(\omega) S_{\xi}(\theta), \quad (IV.76)$$

где $S_{\xi}(\omega)$ — частотный спектр волнения; $S_{\xi}(\theta)$ — его угловой спектр.

Таким образом, для определения двумерной спектральной плотности можно вычислять частотный и угловой спектры по соответствующим расчетным формулам. Гораздо обстоятельнее изучен частотный спектр, анализ которого базируется на записях волнографов, накопленных за последние десятилетия в большом количестве.

Существуют два основных способа получения аналитических зависимостей одномерной спектральной плотности волнения от частоты. Первый из них, широко применяющийся как океанографами, так и судостроителями, состоит в построении расчетных формул непосредственно для спектральной плотности на основе анализа записей волнения и структурных зависимостей, правильно отражающих физические особенности волнообразования. Второй способ, применявшийся в 50-е годы, по-видимому, только судостроителями, заключается в предварительном анализе корреляционной функции, полученной по записям волнографа, аппроксимации ее приближенной аналитической зависимостью и последующем выводе формулы для частотного спектра из соотношения (IV.56). Таким путем были получены, например, формулы П. И. Рахманина и Г. А. Фирсова [52], которые широко использовались при оценке мореходности.

Остановимся подробнее на первом способе, применявшемся рядом авторов для построения приближенных формул. Различные авторы по-разному отражали зависимость частотного спектра от спектральной частоты и параметров, характеризующих состояние моря в штормовую погоду. В качестве этих параметров некоторые авторы принимали характеристики ветра над морем (волнообразующие факторы), другие — характерные элементы волн, чаще всего их среднюю высоту и средний период (или частоту).

Первая по времени аналитическая формула для частотного спектра была получена Нейманом:

$$S_{\xi}(\omega) = C\omega^{-6} \exp\left(-\frac{2g^2}{\omega^2 \bar{u}^2}\right), \quad (IV.77)$$

где постоянная $C = 4,8 \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-5}$. Как видно, этот спектр однопараметрический; он зависит только от средней скорости ветра \bar{u} и не содержит других волнообразующих факторов, таких как длина разгона или продолжительность действия ветра. Принято считать, что он отвечает идеальным условиям предельного развития волн. Для таких условий между высотой волн 3%-ной обеспеченности и средней скоростью ветра справедливо соотношение

$$h_{3\%} = 0,00935\bar{u}^{2,5}. \quad (IV.78)$$

Следовательно, в формуле (IV.77) вместо \bar{u} в качестве параметра можно ввести $h_{3\%}$, получив модифицированный спектр Неймана. Этот спектр при разных $h_{3\%}$ приведен на рис. IV.7. Он хорошо отражает физическую суть явления: чем больше характерная высота волн (или скорость вызвавшего их ветра), тем больше удельная энергия волнения и тем выше расположена кривая спектральной плотности. Максимальной ординате спектра отвечает частота $\omega_{\max} = 0,816g/\bar{u}$. По мере удаления от данной частоты ординаты кривой быстро уменьшаются, причем зоне $\omega < \omega_{\max}$ отвечает гораздо более интенсивное снижение спектральной плотности, чем зоне $\omega > \omega_{\max}$. Это объясняется тем, что в зоне длиннопериодных спектральных составляющих, где значения скорости ветра и волнения

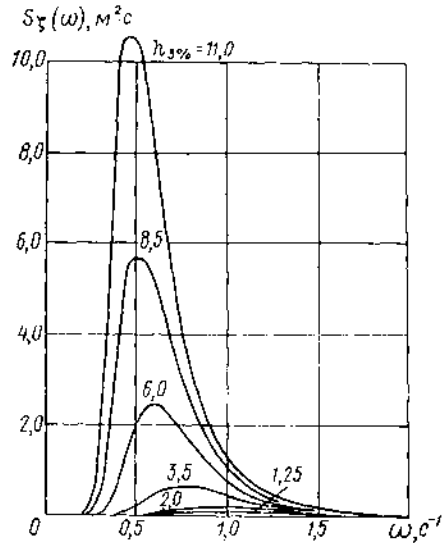


Рис. IV.7. Модифицированный частотный спектр Неймана.

выравниваются, передача энергии ветра волнам затруднена, а для составляющих, фазовая скорость которых равна или больше средней скорости ветра, она вообще отсутствует.

Другое выражение для частотного спектра предельно развитого волнения было предложено Пирсоном и Москвитцем на основе спектрального анализа большого числа волнограмм, которые были записаны в Северной Атлантике на английских и американских кораблях погоды; оно имеет вид

$$S_{\xi}(\omega) = 2 \frac{\alpha g^2}{\omega^6} \exp\left[-\beta \left(\frac{g}{\omega \bar{u}}\right)^4\right], \quad (IV.79)$$

где $\alpha = 0,0081$; $\beta = 0,74$, \bar{u} — средняя скорость ветра на высоте 19,5 м над поверхностью моря.

Попытка отойти от модели полностью развитого волнения путем учета длины разгона и продолжительности действия ветра была предпринята Вэнгом. Обобщив различные эмпирические данные, он пришел к следующей формуле для частотного спектра:

$$S_{\xi}(\omega) = K t \omega^{-6} \exp(-\lambda_1 t \omega^{-2}), \quad (IV.80)$$

где $K_1 = 7,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-5}$; $\lambda_1 = \frac{572g^{3/2}}{\left(\sqrt{t} - \frac{1}{2} \frac{t}{\sqrt{t_m}}\right) u^{3,2}}$ (t — продолжительность действия ветра, с; u — его скорость, м/с; $t_m = 232 \text{ с}$).

Чтобы учесть зависимость спектра от длины разгона волн x (в метрах), в формуле (IV.80) вместо λ_1 следует подставить величину

$$\lambda_x = \frac{82,3g^{3/2}}{\left(\sqrt{x} - \frac{1}{3} \frac{x}{\sqrt{x_m}}\right) u^{4/3}}, \quad \text{где } x < x_m; \quad x_m = 1,41u^2.$$

Представление частотного спектра в зависимости от волнообразующих факторов удобно для последующего вычисления статистических характеристик волнения. Если этот спектр нужен для вычисления спектральной плотности элементов какого-либо случайного процесса, обусловленного действием волн, например качки корабля, то удобнее представлять его в зависимости от характерных параметров волн (средняя высота, средние период или частота, высота заданной обеспеченности, период или частота, отвечающие максимуму спектра). Последние задаются исходя из известных океанографических сведений о волнении в данном бассейне или из специфических условий решаемой инженерной задачи, например из условия определения наиболее неблагоприятных параметров качки. Из ряда выражений, полученных в такой форме, приведем наиболее распространенные в инженерной практике.

Формула Ю. М. Крылова для линейного частотного спектра, выведенного на основании теоретических соображений:

$$S_{\xi}(\omega) = 0,0795\bar{h}^2 \bar{\tau} \left(\frac{\omega}{\bar{\omega}}\right)^{-7} \exp\left[-0,785 \left(\frac{\omega}{\bar{\omega}}\right)^4\right], \quad (IV.81)$$

где $\bar{\tau}$ — средний период волн; $\bar{\omega}$ — средняя частота волн.
Формула А. И. Вознесенского — Ю. А. Нисветасва

$$S_{\xi}(\omega) = \frac{9,43}{\omega} m_0 \left(\frac{\omega_{\max}}{\omega}\right)^6 \exp\left[-1,5 \left(\frac{\omega_{\max}}{\omega}\right)^4\right], \quad (IV.82)$$

где $m_0 = D_{\xi}$ — момент нулевого порядка; ω_{\max} — частота, отвечающая максимуму спектра. Более общее представление частотного спектра, предложенное этими авторами, содержится в работе [22].

Формула, рекомендованная II Международным конгрессом по конструкции и прочности судов:

$$S_{\xi}(\omega) = 0,0175h_{3\%}^2 \bar{\tau} \left(\frac{2\pi}{\tau\omega}\right)^5 \exp\left[-0,44 \left(\frac{2\pi}{\tau\omega}\right)^4\right], \quad (IV.83)$$

где $h_{3\%}$ — высота волны 3%-ной обеспеченности.

Формула, рекомендованная 12-й Международной конференцией опытовых бассейнов:

$$S_{\xi}(\omega) = A_1 \omega^{-5} \exp\left(-\frac{B_1}{h_{1/3}^2 \omega^4}\right), \quad (IV.84)$$

где $A_1 = \frac{8,1 \cdot 10^{-8} g^2}{K^4}$; $B_1 = \frac{3,11 \cdot 10^4}{K^4}$; K — коэффициент, зависящий от степени развитости волнения: для полностью развитого волнения $K = 1$, для развивающегося волнения $K < 1$ (достигает 0,6), для мертвой зыби $K > 1$ (достигает 1,7). График для определения K в зависимости от характерных элементов волн приведен в работе [3] второго раздела тома 2.

Исследование структуры частотного спектра, проведенное И. Н. Давиданом, показало, что она неоднородна и в широком диапазоне частот не может быть точно выражена ни одной из приведенных формул. В спектре существуют три области: основного максимума ($0 < \omega < \omega_n$), переходная ($\omega_n \leq \omega \leq \omega_p$) и равновесная

($\omega > \omega_p$). В каждой из них ординаты спектральной плотности волнения могут быть рассчитаны по формулам

$$S_{\zeta}(\omega) = 6\omega_{\max}^5 m_0(\omega_{\max}) \omega^{-6} \exp \left\{ -1,2 \left[\left(\frac{\omega_{\max}}{\omega} \right)^5 - \left(\frac{\omega_{\max}}{\omega_{\min}} \right)^5 \right] \right\} \quad \text{при } \omega < \omega_{\min}; \quad (IV.85)$$

$$S_{\zeta}(\omega) = S(\omega_{\min}) \frac{S(\omega_p) - S(\omega_{\min})}{\omega_p - \omega_{\min}} (\omega - \omega_{\min}) \quad \text{при } \omega_{\min} \leq \omega < \omega_p; \quad (IV.86)$$

$$S_{\zeta}(\omega) = 7,8 \cdot 10^{-3} g^2 \omega^{-5} \quad \text{при } \omega > \omega_p, \quad (IV.87)$$

где

$$m_0(\omega_{\min}) = \frac{\bar{h}^2 \omega_{\min}^5 - 0,3\pi\omega_{\min}}{2\pi(\omega_{\min}^5 + 0,3\omega_{\max}^5)}; \quad \omega_{\min} = 1,045 \frac{2\pi}{T} (1 - 2 \cdot 10^{-3}\bar{\tau});$$

$$\omega_p = 1,1\omega_{\min}; \quad \omega_{\max} = 0,81\bar{\omega} \left(1 + \frac{0,06}{\bar{\omega}} \right)^{-1}.$$

Однако на практические оценки мореходности различие в частотных спектрах, рассчитанных по разным формулам, в большинстве случаев влияет незначительно. На рис. IV.8 сопоставлены кривые одномерной спектральной плотности, рассчитанные по формулам Неймана, Г. А. Фирсова и II Международного конгресса по конструк-

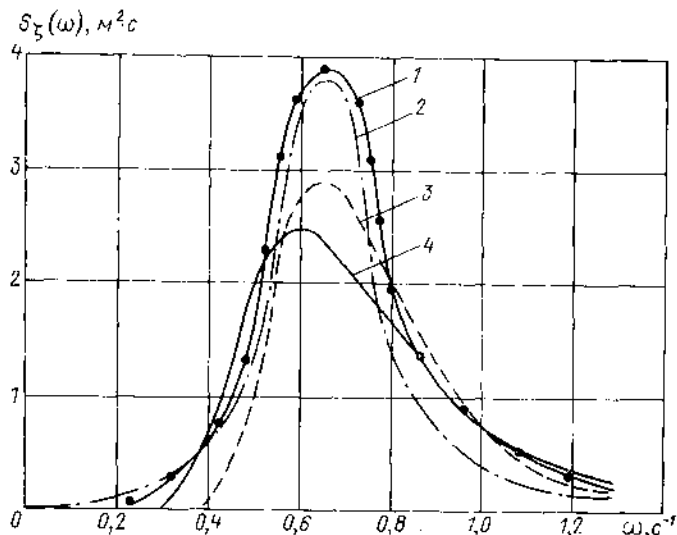


Рис. IV.8. Сопоставление различных частотных спектров для 6-балльного волнения, рассчитанных по формулам А. И. Вознесенского и Ю. В. Цветаева (1), Г. А. Фирсова (2), II Международного конгресса по конструкции и прочности судов (3), Неймана (4).

ции и прочности судов. Там же нанесена кривая эмпирического спектра, полученная А. И. Вознесенским и Ю. А. Цветаевым по результатам анализа натурных записей волнения. Несмотря на заметное различие кривых в низкочастотной зоне и в районе максимума спектра, вычисленные по ним с помощью спектрального метода амплитуды бортовой качки 2%-ной обеспеченности оказались одного порядка и разница между ними не превысила 20%.

Расчетные зависимости для углового спектра $S_{\zeta}(\theta)$, характеризующего распределение удельной энергии волн по направлениям распространения спектральных составляющих, базируются на анализе результатов аэрофотоосъемки и записей самоориентирующихся волномерных буйев, позволяющих измерять уклоны в двух

взаимно перпендикулярных направлениях. Наиболее простой и распространенной в инженерных расчетах является формула:

$$S_{\zeta}(\theta) = \frac{2}{\pi} \cos^2 \theta, \quad (IV.88)$$

где $-\frac{\pi}{2} \leq \theta \leq \frac{\pi}{2}$, т. е. элементарные волновые гармоники, бегущие навстречу средней скорости ветра, отсутствуют. Эта формула справедлива при умеренном волнении. В случае сильного шторма рекомендуется формула [21]

$$S_{\zeta}(\theta) = \frac{8}{3\pi} \cos^4 \theta. \quad (IV.89)$$

Оказалось, что в зависимости от балльности волнения, а также от стадии его развития угловой спектр приближенно описывается функцией $\cos^n \theta$, где для ветровых волн $2 \leq n \leq 5$, а для мертвой зыби n достигает 10.

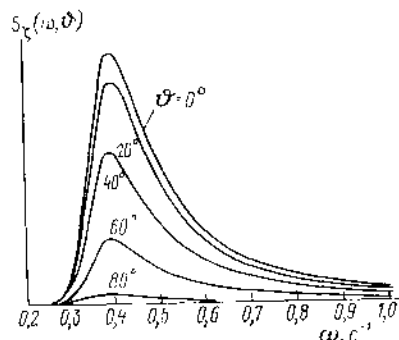


Рис. IV.9. Распределение удельной энергии волн по частотным и угловым интервалам.

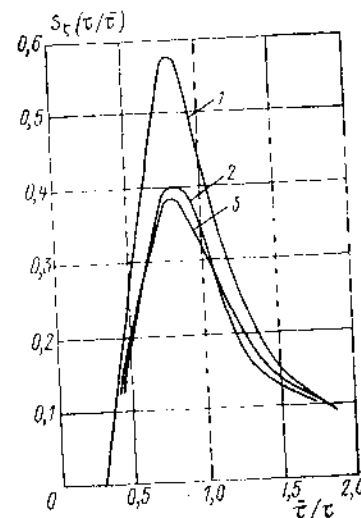


Рис. IV.10. Сопоставление частотных спектров волнения на глубокой воде (1) и мелководье (2). Расчетный спектр (3).

Более детальные исследования структуры углового спектра показали, что он зависит и от спектральной частоты:

$$S_{\zeta}(\theta) = 2 \frac{1,8}{\omega_1} \frac{\Gamma \left[2 \left(\frac{1,8}{\omega_1} + 1 \right) \right]}{\Gamma^2 \left(\frac{1,8}{\omega_1} + 1 \right)} (\cos \theta)^{\frac{1,8}{\omega_1}}, \quad (IV.90)$$

где $\omega_1 = \omega/\bar{\omega}$ — безразмерная частота. Таким образом, $S_{\zeta}(\theta) = f(\omega, \theta)$.

Согласно результатам натурных наблюдений [20] угловой спектр зависит также от интенсивности волнения и может быть определен по формуле

$$S_{\zeta}(\theta) = \frac{\kappa \omega_1 \exp \left[-\kappa |\theta| \frac{\omega_1}{(\omega_1 + 1)^2} \right]}{2(\omega_1 + 1)^2 \left\{ 1 - \exp \left[-\pi \frac{\kappa \omega_1}{2(\omega_1 + 1)^2} \right] \right\}}, \quad (IV.91)$$

где $\omega_1 = \omega/\omega_{\max}$, а параметр κ зависит от волнового числа $k_{\max} = \omega_{\max}^2/g$, отвечающего максимуму частотного спектра, и уменьшается с увеличением последнего; в частности, при $k_{\max} = 0,016$ рад/м $\kappa = 8$, при $k_{\max} = 0,036$ рад/м $\kappa = 5$, при $k_{\max} = 0,144$ рад/м $\kappa = 3$.

Для получения двумерной спектральной плотности волнения нужно частотный спектр, вычисленный по одной из формул (IV.79)—(IV.84), умножить на угловой, определяемый формулами (IV.88)—(IV.91). В итоге основная часть энергии волн будет сосредоточена в довольно узком угловом и частотном диапазонах вблизи максимума спектра. Это иллюстрирует рис. IV.9, на котором показано распределение спектральной плотности волнения по угловым и частотным интервалам.

Энергетический спектр смешанного волнения существенно отличается от рассмотренного: он, как правило, имеет два максимума, которые приблизительно соответствуют максимумам каждой из волновых систем, составляющих смешанное волнение. Максимум спектра зыби обычно располагается в низкочастотной области, максимум ветровых волн — в зоне более высоких частот.

На спектральный состав морского волнения заметное влияние оказывает ограниченность водоема, в частности близость берега и мелководье. Теоретическое исследование на базе теории рефракции нерегулярных волн и спектральный анализ синхронных записей волнения в разных точках прибрежной зоны позволили выяснить [44], как изменяются частотный и угловой спектры при выходе волн на мелководье. На рис. IV.10 приведены эмпирические частотные спектры волнения на глубокой воде (кривая 1) и в прибрежной зоне (кривая 2) при относительной глубине водоема $H/\lambda_0 = 0,2$ (H — глубина воды, λ_0 — средняя длина волн на глубокой воде) и угле между направлением береговой черты и генеральным направлением фронта волн $20^\circ < \alpha < 40^\circ$. Там же изображен соответствующий расчетный спектр (кривая 3). Видно, что удельная энергия волн при выходе на мелководье заметно уменьшается.

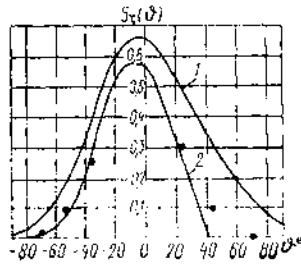


Рис. IV.11. Угловые спектры волнения на глубокой воде (1) и мелководье (2).

На рис. IV.11 показаны эмпирический угловой спектр волнения на глубокой воде (кривая 1), расчетный угловой спектр на мелководье (кривая 2) при $H/\lambda_0 = 0,2$ и $\alpha = 50^\circ$, а также экспериментальные точки для соответствующих значений этих параметров. Очевидно, процесс трансформации волн в прибрежной мелководной зоне сопровождается заметным сужением углового спектра и приближением характера волнения к двумерному. Эмпирические и расчетные данные хорошо согласуются, поэтому рассматриваемый процесс можно описывать линейной спектральной моделью. По мере приближения к берегу каждая спектральная составляющая частотного и углового спектров деформируется по законам гидродинамической теории волн без значительных потерь энергии, вплоть до начала обрушения гребней, которое наступает, согласно натурным данным, при $h = 0,5H$. Это условие можно представить и в более удобной для расчетов форме

$$\bar{h}_{обр}/\bar{h}_0 = 0,5\bar{\delta}_0 H/\lambda_0, \quad (IV.92)$$

где $\bar{h}_{обр}$ — средняя высота волн к началу обрушения гребней; \bar{h}_0 — средняя высота волн на подходе к прибрежной зоне; $\bar{\delta}_0 = \bar{h}_0/\lambda_0$ — условная средняя крутизна волн. При $h > \bar{h}_{обр}$ волны разрушаются, процесс перестает быть стационарным, и закономерности, вытекающие из спектральной теории, теряют силу. Для этой зоны аналитические выражения, определяющие динамическое действие волнения, отсутствуют, и при оценке пользуются эмпирическими данными, полученными в океанографии, гидротехнике и теории корабля.

§ 22. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ О ВОЛНОВОМ СОПРОТИВЛЕНИИ И ЕЕ ФУНКЦИИ ГРИНА

В процессе движения тел или каких-либо иных источников возмущения вблизи свободной поверхности, а также поверхности раздела слоев различной плотности возникают волны, которые приводят к появлению волновой скорости, давления и связанных с ними дополнительных гидродинамических сил и моментов. При разработке методов их расчета жидкость предполагается невязкой, а ее течение потенциаль-

нам. Это предположение, как и в случае исследования свободных волн (см. § 19), позволяет свести задачу к нахождению потенциала скорости Φ , который удовлетворяет уравнению $\Delta\Phi = 0$ и граничным условиям — кинематическим и динамическим. В случае неустановившегося движения — также начальным условиями. При этом на свободной поверхности должны выполняться условия (IV.2). На твердых границах водоема и поверхности погруженных в жидкость тел должно выполняться условие непротекания

$$v_n = \frac{\partial\Phi}{\partial n} = 0, \quad (IV.93)$$

где n — нормаль к поверхности. В качестве начальных условий могут быть заданы значения потенциала Φ и его первых производных на границах жидкости в некоторый момент времени.

Решение сформулированной выше нелинейной граничной задачи осложняется тем, что форма свободной поверхности, на которой должны выполняться условия (IV.2), заранее неизвестна и должна быть получена в процессе решения. Наиболее трудной путь преодоления этой трудности состоит в линеаризации граничных условий. Тогда следует потребовать выполнения условий (IV.3) на плоскости $z=0$. Уравнение $\Delta\Phi = 0$ в сочетании с граничными условиями (IV.3) и (IV.93) формулирует нестационарную задачу линейной теории волн. Волновые задачи об установившемся движении тел могут быть сведены к стационарным и рассматриваться в подвижной системе координат x, y, z связанной с телом или источником возмущения. Тогда

$$\Phi(x_0, y_0, z_0, t) = -vx + \varphi(x, y, z), \quad (IV.94)$$

где x_0, y_0, z_0 — неподвижная система координат (рис. IV.12); v — скорость невозмущенного потока в обратном движении; $x = x_0 - vt$; $y = y_0$; $z = z_0$.

Потенциал вызванных скоростей φ удовлетворяет уравнению $\Delta\varphi = 0$ и системе граничных условий:

на погруженной части поверхности тела

$$\frac{\partial\varphi}{\partial n} = v \cos(n, x) \quad (IV.95)$$

или

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} - v\right) \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial\varphi}{\partial y} \frac{\partial f}{\partial y} + \frac{\partial\varphi}{\partial z} \frac{\partial f}{\partial z} = 0,$$

где $y = f(x, z)$ — уравнение поверхности S . Приведенные условия даны в предположении, что тело (судно) сохраняет статическую посадку. Формулы для более общего случая можно найти в работе [78]; на дне водоема при $z = -H$

$$\frac{\partial\varphi}{\partial z} = 0; \quad (IV.96)$$

на свободной поверхности, ординаты которой $z = \xi_n(x, y)$,

$$\left(\frac{\partial\varphi}{\partial x} - v\right) \frac{\partial\xi_n}{\partial x} + \frac{\partial\varphi}{\partial y} \frac{\partial\xi_n}{\partial y} - \frac{\partial\varphi}{\partial z} = 0 \quad (IV.97)$$

$$g\zeta_0 - v \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{1}{2} (\text{grad } \varphi)^2 = 0, \quad (IV.98)$$

$$\text{где } (\text{grad } \varphi)^2 = \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)^2.$$

Чтобы исключить возможность наложения на решение свободных прогрессивных волн, необходимо потребовать отсутствия вызванных скоростей далеко впереди при $x \rightarrow \infty$, где $\text{grad } \varphi = 0$. В жидкости бесконечной глубины $\text{grad } \varphi = 0$ при $z \rightarrow -\infty$.

Условия (IV.97) и (IV.98) можно объединить, тогда [109]

$$\left[\left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} - 2v \right) \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial z} \right] \frac{(\text{grad } \varphi)^2}{2} + v^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + g \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0$$

при $z = \zeta_0(x, y)$. (IV.99)

В случае глубоко погруженного тела, а также «тонкого» судна, у которого углы наклона поверхности корпуса к плоскости $y = 0$ малы, возможна линеаризация граничных условий (IV.98) и (IV.99):

$$\zeta_0 = \frac{v}{g} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{z=0}; \quad (IV.100)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{g}{v^2} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad (IV.101)$$

а граничное условие (IV.95) для «тонкого» судна принимает вид

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} = \pm v \frac{\partial f}{\partial x} \Big|_{y=0}. \quad (IV.102)$$

Если поток состоит из двух слоев жидкости различной плотности ρ_B и ρ_H (ρ_B — плотность верхнего слоя, ρ_H — нижнего; $\rho_B < \rho_H$), то к граничному условию (IV.101) нужно добавить условие на границе раздела этих слоев, которое в линеаризованной форме записывается следующим образом:

$$\rho_B \left(\frac{\partial^2 \varphi_B}{\partial x^2} + \frac{g}{v^2} \frac{\partial \varphi_B}{\partial z} \right) - \rho_H \left(\frac{\partial^2 \varphi_H}{\partial x^2} + \frac{g}{v^2} \frac{\partial \varphi_H}{\partial z} \right) \Big|_{z=-H^*} = 0, \quad (IV.103)$$

где φ_B и φ_H — потенциалы вызванных скоростей верхнего и нижнего слоев, H^* — толщина верхнего слоя жидкости. Условие (IV.103) следует из предположения о непрерывности изменения гидродинамического давления и вертикальных скоростей при переходе через границу раздела.

Для решения задач о движении тел вблизи свободной поверхности широко применяются функции Грина, представляющие собой потенциалы волнообразующих гидродинамических особенностей. Функция Грина, зависящая от времени [79], описывает потенциал источника единичной интенсивности, который возникает в момент времени t_1 в точке $(0, 0, z_1)$ неподвижной жидкости конечной глубины и сохраняется далее без изменений. Потенциал такого источника, удовлетворяющий уравнению $\Delta G_0 = 0$, а также граничным условиям (IV.3) и (IV.96), имеет вид

$$G_0 = \frac{\theta(t-t_1)}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\text{ch } k(z_1+H)}{\text{ch } kH} \left[\text{sh } kz - \frac{\text{ch } k(z+H)}{\text{ch } kH} \frac{1 - \cos \sigma(t-t_1)}{\text{th } kH} \right] J_0(kr) dk, \quad (IV.104)$$

$$\text{где } \theta(t-t_1) = \begin{cases} 1 & \text{при } t \geq t_1, \\ 0 & \text{при } t \leq t_1; \end{cases} \quad r = \sqrt{x^2 + y^2}; \quad \sigma = \sqrt{gk \text{th } kH}.$$

Для построения потенциала источника, движущегося по произвольной траектории с переменной скоростью, удобно ввести понятие единичного импульсного источ-

ника, потенциал G_{11} которого можно получить, дифференцируя выражение (IV.104):

$$G_{11} = \delta(t-t_1) \varphi_0 - \frac{\theta(t-t_1)}{2\pi} \int_0^\infty \frac{kE(z, z_1)}{\sigma} \sin \sigma(t-t_1) J_0(kr) dk, \quad (IV.105)$$

где $\delta(t-t_1)$ — дельта-функция Дирака;

$$\left. \begin{aligned} \varphi_0 &= \frac{1}{4\pi} \sum_{n=1}^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} \frac{(-1)^{m+n}}{\sqrt{r^2 + [2mH + (-1)^n z + z_1]^2}} = \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{\text{sh } kz \text{ ch } k(z_1+H)}{\text{ch } kH} J_0(kr) dk; \\ E(z, z_1) &= \frac{\text{ch } k(z+H) \text{ ch } k(z_1+i)}{\text{ch}^2 kH}. \end{aligned} \right\} \quad (IV.106)$$

Формулы (IV.104) и (IV.106) справедливы при $|z| < |z_1|$; в противном случае z и z_1 следует поменять местами. Водоем бесконечной глубины получается из формул (IV.104) и (IV.105) в результате предельного перехода при $H \rightarrow \infty$.

Движение источника интенсивностью $Q(t)$ можно рассматривать как результат наложения возмущений от импульсных источников, которые в каждой точке проходного источника пути выделяют объем жидкости $Q(t_1) dt_1$. Тогда для источника, расположенного в точке $(0, 0, z_1)$ связанной системы координат и начинающего движение из состояния покоя со скоростью $c(t)$ в положительном направлении оси x , получится следующее выражение потенциала вызванных скоростей:

$$G_t = Q(t) \varphi_0 - \frac{g}{2\pi} \int_0^t Q(t_1) dt_1 \int_0^\infty \frac{kE(z, z_1)}{\sigma} \sin \sigma(t-t_1) J_0[k\sqrt{(x+s)^2 + y^2}] dk, \quad (IV.107)$$

где $s = \int_{t_1}^t c(\tau) d\tau$. Полагая, что источник интенсивностью $Q = \text{const}$ из состояния

покоя начинает двигаться с постоянной скоростью $c = v$, для ординат волн на свободной поверхности с помощью формулы (IV.107) можно получить

$$\bar{\zeta}_0 = \frac{1}{Fr_H} \int_0^\infty \frac{\alpha \text{ch } \alpha(1+\bar{z}_1)}{\text{ch } \alpha} \int_0^{\bar{t}} J_0[\alpha \sqrt{(\bar{x} + \bar{t}_1 Fr_H)^2 + \bar{y}^2}] \cos \sigma_1 \bar{t}_1 d\bar{t}_1 d\alpha, \quad (IV.108)$$

где $\bar{\zeta}_0 = 2\pi g H^2 \zeta_0 / (Qv)$, $\alpha = kH$, $\bar{x} = x/H$, $\bar{y} = y/H$,

$$\bar{z}_1 = z_1/H, \quad Fr_H = v/\sqrt{gH}, \quad \sigma_1 = \sqrt{\alpha \text{th } \alpha}, \quad \bar{t} = t\sqrt{g/H}, \quad \bar{t}_1 = (t-t_1)\sqrt{g/H}.$$

Выражение (IV.108) даст возможность исследовать структуру и основные свойства волн, возникающих при движении любого источника возмущений (и судна, в частности) асимптотическим методом [79]. В таком приближении стационарная часть волнового следа, состоящая из поперечных и расходящихся волн (рис. IV.13), ограничена сбоку двумя лучами, расположенными под углом $\theta = 2 \arctg |f(\alpha_*)|$, где $f(\alpha_*)$ — максимальное значение функции $f(\alpha)$

$$f(\alpha) = \frac{d\sigma_1}{d\alpha} \sqrt{\alpha^2 Fr_H^2 - \sigma_1^2} \left(\alpha Fr_H^2 - \sigma_1 \frac{d\sigma_1}{d\alpha} \right)^{-1}; \quad (IV.109)$$

при $H \rightarrow \infty$ $f(\alpha_*) = 1/\sqrt{8}$.

Задняя граница стационарной части волнового следа представляет собой замкнутую кривую, внутри которой поперечные волны отсутствуют. Эта кривая описывается

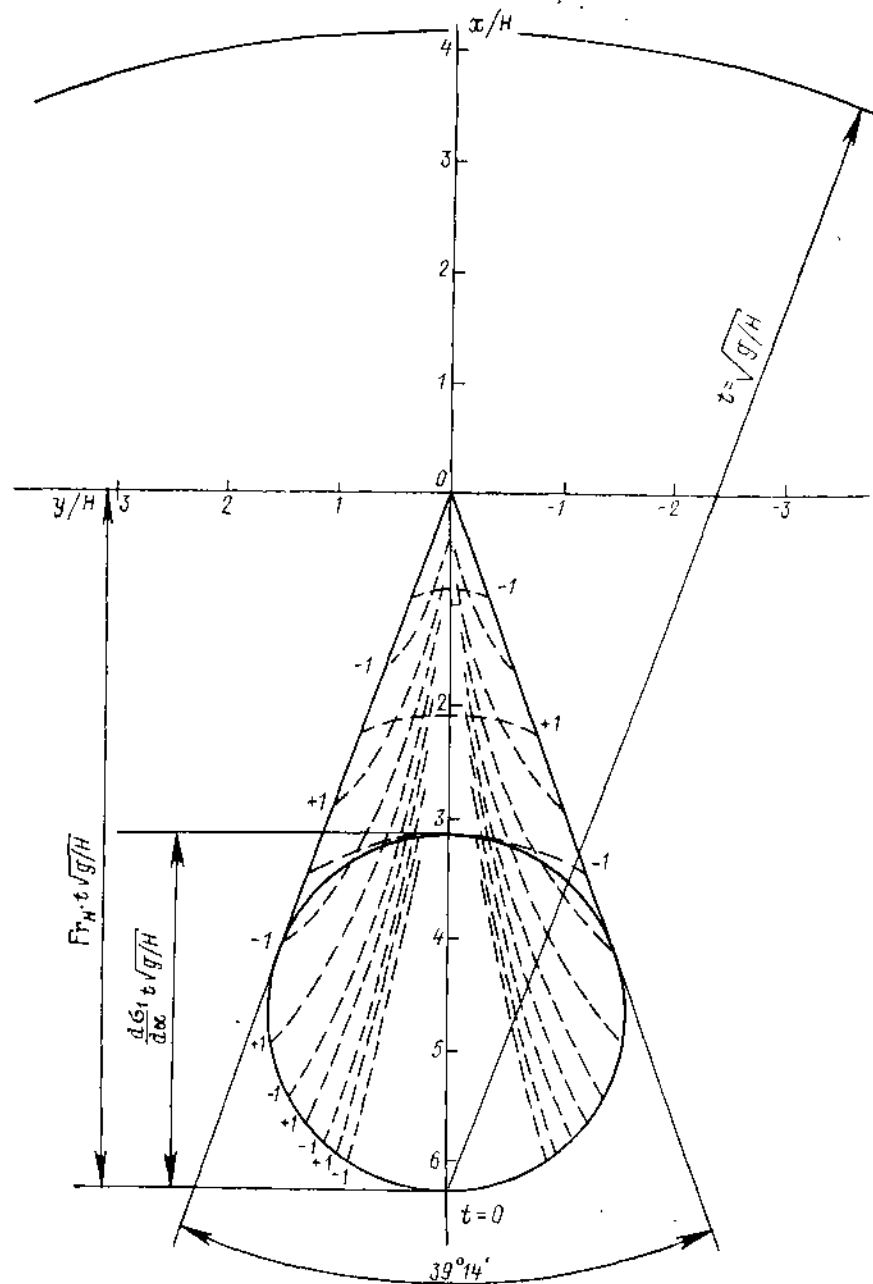


Рис. IV.13. Система волн при движении точечного источника возмущения.

отношениями

$$\frac{x}{t} = \frac{\alpha F r_H^2 - \sigma_1 \frac{d\sigma_1}{d\alpha}}{\alpha F r_H}; \quad \left| \frac{y}{t} \right| = \frac{d\sigma_1}{d\alpha} \frac{\sqrt{\alpha^2 F r_H^2 - \sigma_1^2}}{\alpha F r_H}. \quad (IV.110)$$

Область существования зависящей от времени составляющей волн, которые убывают пропорционально Γ^{-1} , ограничена окружностью $\left(\frac{x}{t} + F r_H\right)^2 + \left(\frac{y}{t}\right)^2 = 1$.

Нестационарная составляющая включает так называемые «вперед бегущие волны», передняя граница которых в жидкости ограниченной глубины перемещается с критической скоростью $v = \sqrt{gH}$. Эти волны в случае испытания модели в опытном бассейне обгоняют модель. Последнее следует иметь в виду при экспериментальном исследовании поля вызванных скоростей и буксировочного сопротивления, поскольку такие волны могут исказить картину установившегося движения модели и приводить к затухающим колебаниям волнового сопротивления, если время движения модели от начала разгона до момента измерения сопротивления непродолжительное. При $t \rightarrow \infty$ зависящая от времени составляющая потенциала (IV.107) стремится к нулю; этот переход дает потенциал вызванных скоростей при установившемся движении источника, представляющий собой функцию Грина граничной задачи (IV.101), которую можно записать в виде, предложенном Хэвелокем:

$$G = Q \left\{ \varphi_0 - \frac{1}{4\pi^2 H} \int_0^\infty \alpha d\alpha \int_C E(z, z_1) \frac{\exp[i\alpha(x \cos \theta + y \sin \theta)]}{\sigma_1^2 - \alpha^2 F r_H^2 \cos^2 \theta} d\theta \right\}. \quad (IV.111)$$

Контур C должен обходить особые точки $\theta_i = \pm \arccos[\sigma_1/(\alpha F r_H)]$ ($i = 1, 2$) при $\theta > 0$ снизу, а при $\theta < 0$ сверху. Более компактная форма функции Грина G для случая $H \rightarrow \infty$ была получена И. Е. Кочиним [41]:

$$G = \frac{Q}{4\pi} \left\{ \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r} + \text{Re} \left[2i v_0 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} e^{-i\alpha} \frac{d\theta}{\cos^2 \theta} + \frac{v_0}{\pi} \int_{-\pi}^{\pi} e^{-i\alpha} \int_{-\infty}^{\alpha} \frac{e^{i\epsilon^*} d\epsilon^*}{\epsilon^*} \frac{d\theta}{\cos^2 \theta} \right] \right\},$$

где $r_1 = \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + (z+z_1)^2}$; $r = \sqrt{(x-x_1)^2 + (y-y_1)^2 + (z-z_1)^2}$;

$$v_0 = g/v^2; \quad \alpha = \frac{v_0}{\cos^2 \theta} [i(z+z_1) - (x-x_1) \cos \theta - (y-y_1) \sin \theta].$$

Непосредственное использование для расчетов потенциала (IV.111) осложняется наличием особых точек в знаменателе внутреннего интеграла. Представление, свободное от указанного недостатка, может быть получено путем замены переменных $\beta = \exp(i\theta)$. В результате для случая бесконечно глубокой жидкости ($H \rightarrow \infty$) при $Q = 1$ можно получить [80]:

$$G(x-x_1, y-y_1, z, z_1) = \frac{1}{4\pi r_1} - \frac{1}{4\pi r} + \sum_{k=1}^6 G_k; \quad (IV.112)$$

$$G_i = -\frac{v_0}{2\pi} \int_0^1 \exp[(1-t^2)\xi] (-1)^i \eta t \sqrt{1-t^2} \cos(\xi \sqrt{1-t^2}) dt \quad (i=1, 2); \quad (IV.113)$$

$$G_j = \frac{v_0}{2\pi} \int_0^\infty \exp[(1+t^2)\xi] \sin\{[\xi - (-1)^j \eta t] \sqrt{1+t^2}\} dt \quad (j=3, 4); \quad (IV.114)$$

$$G_5 = \frac{v_0}{\pi} \int_0^1 \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m \left[\left(\frac{1+t}{1-t} \right)^m - \left(\frac{1-t}{1+t} \right)^m \right] F(m, 1-t^2) dt; \quad (IV.115)$$

$$G_6 = \frac{2v_0}{\pi} \int_0^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} (-1)^m \sin(2m \arctg t) F(m, 1+t^2) dt; \quad (IV.116)$$

$$\left. \begin{aligned} F(m, s) &= \exp(s\bar{\xi}) \cos(2m\psi) J_{2m}(s\bar{\rho}); \quad \bar{\xi} = v_0(z+z_1); \\ \psi &= \arctg(\bar{\eta}/\bar{\xi}); \quad \bar{\xi} = v_0(x-x_1); \quad \bar{\eta} = v_0(y-y_1); \quad \bar{\rho}^2 = \bar{\xi}^2 + \bar{\eta}^2. \end{aligned} \right\}$$

Для расчетов при достаточно больших значениях $\bar{\eta}$ предпочтительнее пользоваться функцией Грина, которую можно получить из решения Мичелла [39]:

$$G(x-x_1, y-y_1, z, z_1) = \frac{1}{4\pi r_1} - \frac{1}{4\pi r} + 2G_2 + 2G_3 + G_7, \quad (IV.117)$$

где

$$G_7 = -\frac{2v_0}{\pi^2} \int_0^{\infty} e^{-\bar{\eta}p} dp \int_0^1 \cos[p(1-t^2)\bar{\xi}] \frac{t\sqrt{2-t^2} \cos\beta^* + p(1-t^2) \sin\beta^*}{t^2(2-t^2) + p^2(1-t^2)^2} t dt; \quad (IV.118)$$

$$\bar{\eta} > 0; \quad \beta^* = \arctg \frac{\bar{\xi}}{\bar{\eta}} \sqrt{2-t^2}.$$

При достаточно больших значениях $\bar{\xi}$ для расчетов удобен вид функции G , который получается при переходе во внешнем интеграле правой части (IV.111) к интегрированию по мнимой оси:

$$G(x-x_1, y-y_1, z, z_1) = \frac{1}{4\pi r_1} - \frac{1}{4\pi r} + (G_3 + G_4) [1 - \text{sign}(\bar{\xi})] + G_8, \quad (IV.119)$$

где

$$G_8 = -\frac{2v_0}{\pi^2} \int_0^{\infty} e^{-|\bar{\xi}|p} dp \int_0^1 \cos[p(1-t^2)\bar{\eta}] \frac{t\sqrt{2-t^2} \cos\beta^* - p \sin\beta^*}{t^2(2-t^2) + p^2} t dt. \quad (IV.120)$$

Согласно расчетам на ЭВМ оптимальный расход машинного времени достигается, если формулу (IV.117) применять при $|\bar{\eta}| \geq 1$, формулу (IV.119) — при $|\bar{\xi}| \geq 1$, а при $|\bar{\xi}| > 15 \div 20$ пользоваться асимптотическими разложениями. На рис. IV.14 показано для примера, как изменяется вызванная скорость вблизи источника при разных значениях $\bar{\xi}$ и $z = 0$.

Дифференцирование по x приведенных выше выражений для G дает возможность получить потенциал вызванных скоростей при движении единичного диполя, а интегрирование по y_1 от $-b$ до $+b$ при $b \rightarrow \infty$ — потенциал плоского источника. Так, из формул (IV.119) и (IV.120), если заменить координату z на y , для плоского источника при $x < 0$ можно получить

$$G = \frac{Q}{4\pi} \ln \left| \frac{\bar{x}^2 + (\bar{y} - \bar{y}_1)^2}{\bar{x}^2 + (\bar{y} + \bar{y}_1)^2} \right| - \frac{Q}{\pi} \int_0^{\infty} e^{-|\bar{x}|p} \frac{\cos p(\bar{y} + \bar{y}_1) - p \sin p(\bar{y} + \bar{y}_1)}{p(1+p^2)} dp + 2Qe^{\bar{y} + \bar{y}_1} \sin \bar{x}. \quad (IV.121)$$

При $x > 0$ последний член выражения (IV.121) следует опустить.

Решение плоской задачи о движении гидродинамических особенностей в линейной постановке может быть получено с помощью комплексной характеристической функции $w(z)$ [41]. Для этого граничное условие (IV.3) следует преобразовать

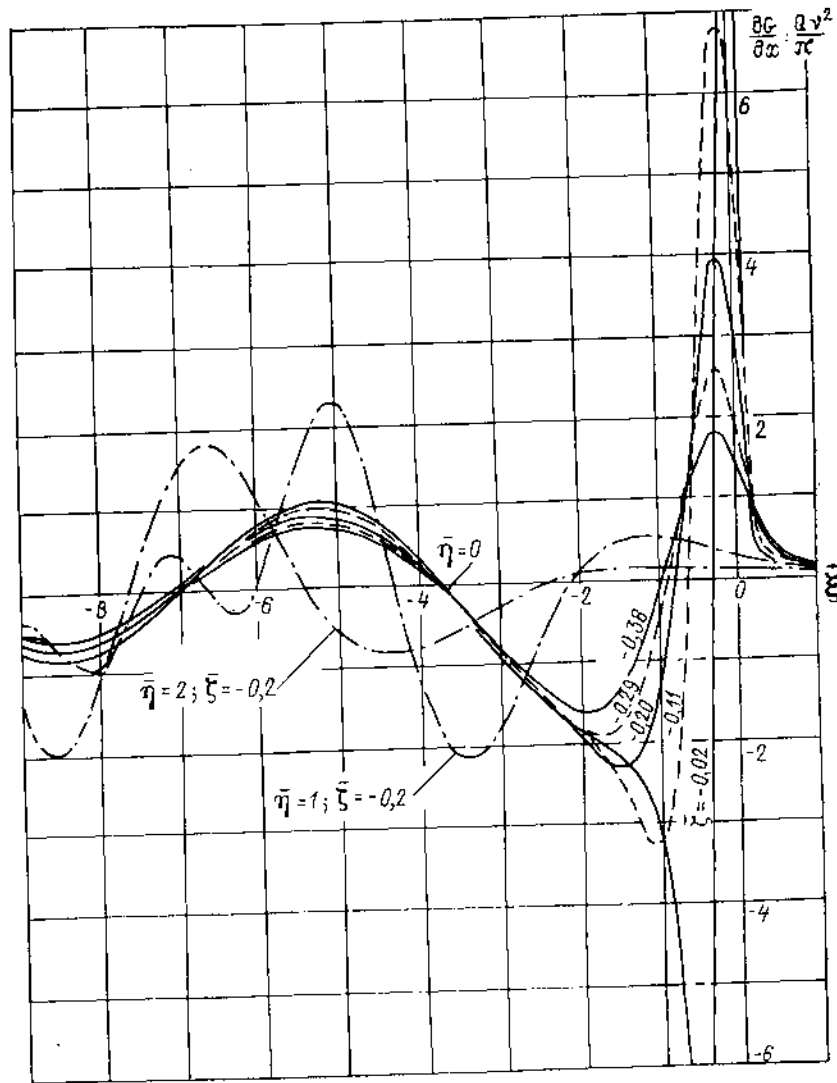


Рис. IV.14. Значения вызванной скорости точечного источника под свободной поверхностью.

в условие для комплексной скорости dw/dz и применить формулу Коши. Тогда для вихреисточника, расположенного в точке $z_1 = x_1 + iy_1$, имеем

$$\frac{dw}{dz} = \frac{1}{2\pi i} \left(\frac{\Gamma + iQ}{z - z_1} + \frac{\Gamma - iQ}{z - \bar{z}_1} \right) - \frac{\Gamma - iQ}{\pi} v_0 e^{-iv_0 z} \int_{\infty}^z \frac{e^{iv_0 t}}{t - \bar{z}_1} dt,$$

где $\bar{z}_1 = x_1 - iy_1$. Гидродинамические силы можно определить с помощью формулы Чаплыгина (II.135). В частности, для вихря она позволяет получить

$$R_W = R_x = -\frac{\gamma \Gamma^2}{v^2} e^{2\nu_0 y_1}; \quad (IV.122)$$

$$R_y = \rho v \Gamma + \frac{\rho \Gamma^2}{4\pi y_1} + \frac{\gamma \Gamma^2}{\pi v^2} e^{2\nu_0 y_1} \text{Ei}(2\nu_0 |y_1|) \quad (IV.123)$$

(где Ei — интегральная показательная функция), а для цилиндрического тела произвольной формы при наличии циркуляции

$$R_W = -\rho v_0 |H(\nu_0)|^2; \quad (IV.124)$$

$$R_y = \rho v \Gamma - \frac{\rho}{2\pi} \int_0^\infty |H(\lambda)|^2 d\lambda + \frac{\rho v_0}{\pi} \text{v. p.} \int_{-\infty}^1 |H[\nu_0(1-\lambda)]|^2 \frac{d\lambda}{\lambda} + \gamma V, \quad (IV.125)$$

где $H(\lambda) = \int_{S_1} e^{-i\lambda z_1} \overline{v(z_1)} dz_1$ — функция Кочина.

В качестве контура интегрирования S_1 при вычислении функции H можно принять любой расположенный под свободной поверхностью замкнутый контур, охватывающий тело, на котором известны значения комплексной скорости $v(z_1)$, в том числе и контур поверхности тела. Однако поскольку определить эту скорость заранее обычно невозможно, И. Е. Кочин предложил в качестве первого приближения принимать ее значения при обтекании тела в неограниченной жидкости.

В случае наличия в жидкости поверхности раздела слоев различной плотности при построении функции Грина для пространственного источника интенсивностью Q , расположенного над поверхностью раздела, должно удовлетворяться условие (IV.103). Тогда, перенося начало координат на эту поверхность, можно для области верхнего слоя жидкости получить следующий потенциал, предложенный В. В. Васильевой [19]:

$$G_n = \frac{Q}{4\pi} \left\{ \frac{1}{r} - \frac{1}{r_1} \frac{a-1}{a+1} + \text{Reel} \left[2\nu_0 \frac{a(1-a)}{(1+a)^2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{ie^{-i\beta} d\theta}{\cos^2 \theta} - \frac{\nu_0}{\pi} \frac{a(a-1)}{(a+1)^2} \int_{-\pi}^{\pi} \text{v. p.} \int_{-\infty}^1 e^{i\beta(\lambda-1)} \frac{d\lambda}{\lambda} \frac{d\theta}{\cos^2 \theta} \right] \right\}, \quad (IV.126)$$

где $a = \rho_n/\rho_1$; $\beta = \frac{\nu_0}{\cos^2 \theta} \frac{1-a}{1+a} [(z+z_1)i - (x-x_1)\cos\theta - (y-y_1)\sin\theta]$.

В случае плоского вихреисточника, расположенного в точке $z_1 = x_1 - iy_1$ над поверхностью раздела жидкостей (ось y направлена вниз), Я. И. Войткунским получено следующее выражение для комплексной скорости верхней жидкости:

$$\frac{dw}{dz} = \frac{Q-i\Gamma}{2\pi(z-z_1)} - i \frac{Q+i\Gamma}{2\pi} (a-1) \int_0^\infty \frac{(k-\nu_0)e^{-ik(z+z_1)}}{k-\nu_0+a(k+\nu_0)} dk + (Q+i\Gamma) \frac{a(1-a)}{(1+a)^2} \nu_0 e^{-ik_0(z+z_1)},$$

где $k_0 = \nu_0 \frac{1-a}{1+a}$.

Сопротивление источника

$$R_x = \rho_n Q v - \rho_n Q^2 \frac{a(1-a)}{(1+a)^2} \nu_0 e^{-2k_0 y_1},$$

а вихря

$$R_x = -\rho_n \Gamma^2 \frac{a(1-a)}{(1+a)^2} \nu_0 e^{-2k_0 y_1}.$$

Вертикальная сила, действующая на вихрь,

$$R_y = \rho_n \Gamma v - \rho_n \frac{\Gamma^2}{2\pi} \int_0^\infty \frac{(a-1)(k-\nu_0)e^{-2ky_1}}{(a+1)k + (a-1)\nu_0} dk.$$

§ 23. ВОЛНООБРАЗОВАНИЕ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИЛЫ ВОЛНОВОЙ ПРИРОДЫ ПРИ ПОСТУПАТЕЛЬНОМ ДВИЖЕНИИ ТЕЛ И СУДОВ

Используя функцию Грина G (IV.111), можно найти решение задачи о потенциале φ вызванных скоростей и силах волновой природы при движении тел вблизи свободной поверхности жидкости. Такое решение для полностью погруженного тела в линейной постановке было получено И. Е. Кочиним [41] с помощью формулы Грина:

$$\varphi(x, y, z) = \iint_{S_1} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} G - \varphi \frac{\partial G}{\partial n} \right) dS, \quad (IV.127)$$

где S_1 — произвольная замкнутая поверхность, охватывающая поверхность тела S и не пересекающая свободную поверхность. Интеграл в правой части (IV.127) представляет собой непрерывное распределение по поверхности S_1 волнообразующих источников и нормальных диполей. В качестве поверхности S_1 может быть принята также поверхность тела. Распределение диполей из формулы (IV.127) можно исключить, тогда

$$\varphi(x, y, z) = \iint_S q(\xi, \eta, \zeta) G(x-\xi, y-\eta, z, \zeta) dS, \quad (IV.128)$$

где q — интенсивность источников, которая может быть определена с помощью интегрального уравнения, аналогичного выражению (II.110), являющегося следствием граничного условия (IV.93).

Для гидродинамических сил в случае глубокой воды

$$R_W = R_x = -\frac{\rho v_0^2}{\pi} \int_0^{\pi/2} \left| H\left(\frac{\nu_0}{\cos^2 \theta}, \theta\right) \right|^2 \frac{d\theta}{\cos^2 \theta}; \quad (IV.129)$$

$$R_z = \gamma V - \frac{\rho}{4\pi^2} \int_0^{\pi/2} d\theta \int_0^\infty k |H(k, \theta)|^2 dk + \frac{\rho v_0^2}{2\pi^2} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{d\theta}{\cos^4 \theta} \text{v. p.} \int_{-\infty}^1 \left| H\left[\frac{\nu_0(1-\lambda)}{\cos^2 \theta}, \theta\right] \right|^2 \frac{1-\lambda}{\lambda} d\lambda. \quad (IV.130)$$

Здесь H — функция Кочина, вид которой зависит от использованных выражений потенциала φ :

для формулы (IV.127)

$$H(k, \theta) = \frac{1}{4\pi} \iint_{S_1} e^{kz+i\theta\omega} \left\{ \frac{\partial \varphi}{\partial n} + i \cos \theta \left[\frac{\partial \varphi}{\partial z} \cos(n, x) - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \cos(n, z) \right] + \right. \\ \left. + i \sin \theta \left[\frac{\partial \varphi}{\partial z} \cos(n, y) - \frac{\partial \varphi}{\partial y} \cos(n, z) \right] \right\} dS; \quad (IV.131)$$

для формулы (IV.128)

$$\Pi(k, \theta) = - \iint_S q e^{kz + ik_0} dS, \quad (IV.132)$$

где $\omega = x \cos \theta + y \sin \theta$.

В том случае, когда поверхность тела пересекается со свободной поверхностью, формула Грина позволяет получить

$$\varphi(x, y, z) = \iint_S \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} G - \frac{\partial G}{\partial n} \varphi \right) dS + \iint_F \left(\varphi \frac{\partial G}{\partial \xi} - G \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right) d\xi d\eta, \quad (IV.133)$$

где S — поверхность тела (или корпуса судна) при $z \leq 0$; F — невозмущенная свободная поверхность; n — нормаль, направленная внутрь области, занятой жидкостью; $G = G(x - \xi, y - \eta, z, \xi)$ — потенциал источника единичной интенсивности, помещенного в точку (ξ, η, ζ) , который описывается соотношениями (IV.112)–(IV.120). Далее все величины считаются безразмерными: φ отнесено к gl ($l = L/2$), G — к Γ^k , а величины линейной размерности — к l .

Если ввести функцию [102]

$$\gamma(x, y) = \left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + k_0 \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right]_{z=0}, \quad (IV.134)$$

где

$$k_0 = gl/v^2, \quad (IV.135)$$

то принимая во внимание, что потенциал G удовлетворяет линеаризованному граничному условию вида (IV.101), можно путем преобразования интеграла по поверхности F в контурный получить

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, z) = & \iint_S \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} G - \frac{\partial G}{\partial n} \varphi \right) dS + \\ & + \frac{1}{k_0} \oint_{L_{ВЛ}} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} G - \varphi \frac{\partial G}{\partial \xi} \right) \Big|_{z=0} d\eta - \frac{1}{k_0} \iint_F \gamma(\xi, \eta) G d\xi d\eta, \end{aligned} \quad (IV.136)$$

где $L_{ВЛ}$ замкнутый контур статической ватерлинии судна, проходимый по часовой стрелке (в случае полностью погруженного тела интеграл по контуру $L_{ВЛ}$ исчезает).

Для функции $\gamma(x, y)$ на основании (IV.99) имеем

$$\begin{aligned} \gamma(x, y) = & \left[\left(2 - \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial y} - \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial z} \right] \frac{(\text{grad } \varphi)^2}{2} \Big|_{z=\zeta_B(x, y)} - \\ & - \int_0^{\zeta_B(x, y)} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + k_0 \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right] dz. \end{aligned} \quad (IV.137)$$

Далее задачу можно упростить, если ввести допущение о порядке малости искомых величин. Таким путем развивают две приближенные нелинейные теории: теорию «тонкого судна», т. е. судна, у которого ширина мала по сравнению с длиной и осадкой, и теорию «малой скорости», применимую для судна произвольных обводов, но движущегося с достаточно малой скоростью. В первом случае предполагается, что существуют разложения вида

$$\varphi = \varphi^{(1)}\varepsilon + \varphi^{(2)}\varepsilon^2 + \dots, \quad (IV.138)$$

справедливые и для производных функции φ по координатам. Здесь ε — малый параметр, смысл которого раскрывается соотношением

$$f(x, z) = \varepsilon f^{(1)}(x, z), \quad (IV.139)$$

где $f^{(1)}(x, z)$ — имеет порядок единицы. Тогда безразмерные вызванные скорости $\frac{\partial \varphi}{\partial x}$, $\frac{\partial \varphi}{\partial y}$, $\frac{\partial \varphi}{\partial z}$ и ординаты волн ζ_B можно считать величинами, малыми по сравнению с единицей, и из формулы (IV.99) с точностью до ε^3 получить

$$\gamma(x, y) \approx \frac{\partial}{\partial x} (\text{grad } \varphi)^2 - \zeta_B \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + k_0 \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) \Big|_{z=0}, \quad (IV.140)$$

$$\text{где } \zeta_B \approx \frac{1}{k_0} \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{z=0}. \quad (IV.141)$$

Используя граничное условие (IV.95), после разложения $G(x - \xi, y - \eta, z, \zeta)$ и $G(x - \xi, y + \eta, z, \zeta)$ в ряд Маклорена около $y = 0$ из формулы (IV.136) можно получить

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, z) \approx & -2 \iint_{S_0} G \frac{\partial f}{\partial \xi} d\xi d\zeta + 2 \iint_{S_0} \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(f \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(f \frac{\partial \varphi}{\partial \zeta} \right) \right] G d\xi d\zeta - \\ & - \frac{1}{k_0} \int_{-\infty}^{\infty} d\eta \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(\xi, \eta) G d\xi d\eta. \end{aligned} \quad (IV.142)$$

Здесь S_0 — проекция S на ДП, где $y = 0$. Из структуры правой части выражения (IV.142) следует, что

$$\varphi^* = -2 \iint_{S_0} G \frac{\partial f}{\partial \xi} d\xi d\zeta \quad (IV.143)$$

является величиной первого порядка малости $\varphi^{(1)}$; φ^* представляет собой потенциал Мичелла [39] и дает решение задачи о движении «тонкого судна» при линеаризованном граничном условии на свободной поверхности. Остальные слагаемые (IV.142) имеют второй порядок малости, поэтому при их вычислении φ можно заменить на φ^* . Таким образом, формула (IV.142) позволяет решить задачу о «тонком судне» с точностью до малых третьего порядка.

Паряду с теорией «тонкого судна» разработана теория «удлиненного судна», т. е. судна, у которого малой по сравнению с длиной считается также и осадка. Несмотря на то, что предпосылки этой теории лучше отражают соотношение главных размеров реальных судов, результаты, получаемые с ее помощью, хуже, чем те, которые дает теория «тонкого судна» первого порядка, поскольку в ней из геометрических характеристик корпуса фактически учитывается только распределение водоизмещения судна по длине, т. е. строевая по шпангоутам.

Для определения волнового сопротивления можно воспользоваться формулой Чагалли

$$R_W = -\rho v^2 l^2 \iint_{S_0} q(x, z) \frac{\partial \varphi}{\partial x} dx dz, \quad (IV.144)$$

где $q(x, z) = 2 \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left[f \left(\frac{\partial \varphi}{\partial x} - 1 \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[f \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right] \right\}$ или $q(x, z) = -2 \frac{\partial f}{\partial x}$ для решения Мичелла. В последнем случае

$$R_W = -\frac{\rho v^2 l^2 k_0}{4\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (I_1^2 + I_2^2) \frac{d\theta}{\cos^3 \theta}, \quad (IV.145)$$

где

$$\left. \begin{aligned} I_1 \\ I_2 \end{aligned} \right\} = \iint_{S_0} q(x, z) \exp \left(\frac{k_0 z}{\cos^2 \theta} \right) \left\{ \begin{aligned} \cos \\ \sin \end{aligned} \left(\frac{k_0 x}{\cos \theta} \right) \right\} dx dz. \quad (IV.146)$$

Ординаты волны далеко позади за судном ($x \rightarrow -\infty$) определяются следующим образом:

$$\xi_0(x, y) = \frac{k_0}{\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} (I_1 \cos \omega_0 + I_2 \sin \omega_0) \frac{d\theta}{\cos^3 \theta}, \quad (IV.147)$$

где $\omega_0 = k_0(x \cos \theta + y \sin \theta) \sec^2 \theta$.

Формуле (IV.145) можно придать более компактную форму, если воспользоваться функцией Кочина (IV.132) при $y = 0$. В этом случае $H(k_0 \sec^2 \theta, \theta) = I_1 + I_2$, волновое сопротивление будет определяться формулой (IV.129).

В теории «малой скорости» [109] параметром малости является число Фруда. Поскольку в случае судна конечной ширины вызванные скорости могут быть соизмеримы со скоростью судна, из формулы (IV.98) следует, что ξ_0 есть величина второго порядка малости. Но тогда согласно соотношению (IV.97) $\partial\varphi/\partial z$ также есть малая второго порядка, и, следовательно, в качестве первого приближения можно принять

$$\left. \frac{\partial\varphi}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad (IV.148)$$

а

$$\varphi(x, y) \approx \left[(2 - u_0) \frac{\partial}{\partial x} + v_0 \frac{\partial}{\partial y} \right] \frac{u_0^2 + v_0^2}{2} + \left(\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} \right) \left(u_0 - \frac{u_0^2 + v_0^2}{2} \right). \quad (IV.149)$$

Здесь $u_0 = \left. \frac{\partial\varphi_0}{\partial x} \right|_{z=0}$; $v_0 = \left. \frac{\partial\varphi_0}{\partial y} \right|_{z=0}$; φ_0 — потенциал обтекания дублированного корпуса, удовлетворяющий условиям (IV.95) и (IV.148). Соответствующая этому решению функция Кочина имеет вид

$$H(k, \theta) = \frac{1}{4\pi} \iint_S \left(\frac{\partial\varphi_0}{\partial n} - \varphi_0 \frac{\partial}{\partial n} \right) e^{kz + ik\omega} dS + \frac{1}{4\pi k_0} \int_{L_{ВЛ}} \left(\frac{\partial\varphi_0}{\partial x} - ik \cos \theta \varphi_0 \right) \Big|_{z=0} e^{ik\omega} dy - \frac{1}{4\pi k_0} \iint_F \left[\frac{\partial u_0}{\partial x} - \frac{\Psi(x, y)}{2} \right] e^{ik\omega} dx dy, \quad (IV.150)$$

где

$$\Psi(x, y) = \frac{\partial}{\partial x} [u_r (q_r^2 - 1)] + \frac{\partial}{\partial y} [v_r (q_r^2 - 1)]; \quad (IV.151)$$

$$u_r = u_0 - 1; \quad v_r = v_0; \quad q_r^2 = (u_0 - 1)^2 + v_0^2.$$

При $k = k_0 \sec^2 \theta$ из формулы (IV.150) можно найти [109]:

$$H(k_0 \sec^2 \theta, \theta) = \frac{1}{8\pi k_0} \iint_F \Psi(x, y) \exp [ik_0 \sec^2 \theta (x + y \tan \theta)] dx dy. \quad (IV.152)$$

Для получения волнового сопротивления достаточно подставить выражение (IV.152) в формулу (IV.129).

Наряду с рассмотренными выше последовательными нелинейными теориями волнового сопротивления существуют также менее строгие подходы к решению рассматриваемой проблемы. К ним относится решение задачи о волновом сопротивлении судна произвольной формы при линеаризованном граничном условии на свободной поверхности (задача Неймана—Кельвина). Оно может быть получено,

если в потенциальной функции (IV.136) положить $\varphi(x, y) = 0$. Полученную таким образом потенциальную функцию представляют в виде распределения источников по поверхности S и контуру ватерлинии $L_{ВЛ}$:

$$\varphi(x, y, z) = \iint_S q(\xi, \eta, \zeta) G dS + \frac{1}{k_0} \int_{L_{ВЛ}} q(\xi, \eta, 0) \cos(n, x) G d\eta, \quad (IV.153)$$

где интенсивность источников q определяется интегральным уравнением Фредгольма второго рода, получаемым с помощью граничного условия (IV.95). Несмотря на противоречивость такого подхода, заключающуюся в учете только части нелинейных членов, можно ожидать, что обтекание корпуса вблизи дна моделируется лучше, чем в теории Мичелла.

Решение задачи Неймана—Кельвина обобщают путем добавления к нему распределения особенностей по свободной поверхности из потенциала (IV.136):

$$\varphi(x, y, z) \approx \iint_S q(\xi, \eta, \zeta) G dS - \frac{1}{k_0} \iint_F \gamma(\xi, \eta) G d\xi d\eta. \quad (IV.154)$$

Благодаря использованию распределения источников по поверхности S , потенциал (IV.154) можно применять при произвольной форме корпуса, но должно выполняться условие малости произведений потенциала φ и его производных по сравнению с φ . Поскольку в случае судна конечной ширины второе слагаемое в формуле (IV.154) не будет с принятой степенью точности (ϵ^2) автоматически удовлетворять граничному условию (IV.95), интегральное уравнение для определения q должно иметь следующий вид:

$$\frac{q(x, \eta, z)}{2} + \iint_S q(\xi, \eta, \zeta) \frac{\partial G}{\partial n} dS - \cos(n, x) + \frac{1}{k_0} \iint_F \gamma(\xi, \eta) \frac{\partial G}{\partial n} \Big|_{y=f(x, z)} d\xi d\eta. \quad (IV.155)$$

Поскольку потенциал (IV.154) построен на основе последовательного решения нелинейной задачи, можно ожидать, что все эффекты, связанные с пересечением свободной поверхности корпусом судна, будут учитываться вторым слагаемым (IV.154).

Формулы (IV.155) и (IV.154) могут служить основой для организации итерационного процесса, если значения q , полученные при решении интегрального уравнения (IV.155), в котором при вычислении γ принято $\varphi = \epsilon\varphi^{(1)}$, подставить в формулу (IV.154). Рассчитанные таким образом значения потенциала дают возможность вычислить γ во втором приближении и т. д.

Другое приближенное нелинейное решение задачи было предложено Гюйотом [103]. В основе его лежит преобразование с помощью специальной графоаналитической процедуры реального корпуса судна конечной ширины в «линеаризованный корпус», волновое сопротивление которого можно определить по формуле Мичелла (IV.145).

Приведенные выше результаты относятся к случаю неограниченного водоема. Для решения задачи о движении судна в канале в линейной постановке к граничным условиям (IV.101) и (IV.102) следует прибавить условия непротекания (IV.93) на стенках канала. Если эти стенки вертикальны, то решение задачи получается суммированием потенциалов идущих строем фронта судов, каждое из которых представляет собой зеркальное отражение соседнего относительно стенок канала.

Если в жидкости имеется поверхность раздела сред различной плотности, обусловленная, например, температурным скачком или наличием слоя пресной воды над соленой, на поверхности раздела могут возникнуть длиннопериодные внутренние волны. Образование последних приводит к резкому увеличению буксировочного сопротивления судна. Волновое сопротивление «тонкого судна» в этом случае можно

оценить, решая потенциальную задачу (IV.101) и (IV.102) с учетом граничного условия (IV.103). Тогда, согласно В. В. Васильевой:

$$R_W = 2 \frac{\rho_B v^2 h^2}{\pi Fr^2} \left[\int_{Fr^{-1}}^{\infty} \frac{e^{\gamma} (I_1^2 + J_1^2)}{e^{\gamma} + \frac{1-a}{a} e^{-\gamma}} \frac{\gamma d\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - Fr^{-2}}} + \right. \\ \left. + 4 \frac{1-a}{1+a} \int_{\gamma_0}^{\infty} \frac{e^{-\gamma} (I_2^2 + J_2^2)}{\left(\frac{a}{1+a} e^{\gamma} + \frac{1-a}{1+a} e^{-\gamma} \right) \left(\frac{1+a}{1-a} e^{\gamma} + e^{-\gamma} \right)^2} \frac{\gamma d\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - Fr^{-2}}} \right], \quad (IV.156)$$

где h — толщина верхнего слоя жидкости плотностью ρ_B ; $\gamma = kh$ — безразмерное волновое число; $a = \rho_B/\rho_H$;

$$I_i \Big\} = \iint_{S_0} \left\{ \begin{array}{l} \cos \\ \sin \end{array} \right\} (x a_i) C_i(\gamma, z) \frac{\partial f}{\partial x} dx dz, \quad (i = 1, 2);$$

$$a_1 = \sqrt{\gamma}/Fr; \quad a_2 = \sqrt{\gamma m}/Fr; \quad Fr = v/\sqrt{gL} = 1/\sqrt{2k_0};$$

$$C_1 = e^{\gamma z}; \quad C_2 = \frac{1}{2(1-a)} [e^{\gamma(z+1)} + a e^{-\gamma(z-1)} + (1-a) e^{-\gamma(z+1)}].$$

Величина γ_0 есть корень трансцендентного уравнения

$$m = \frac{1-a}{1+a} \frac{e^{\gamma_0} - e^{-\gamma_0}}{e^{\gamma_0} + \frac{1-a}{1+a} e^{-\gamma_0}} = Fr^{-2} \gamma_0, \quad \text{если } Fr_h = Fr \sqrt{l/h} < \sqrt{1-a},$$

$$\text{и } \gamma_0 = 0, \quad \text{если } Fr_h = Fr \sqrt{l/h} \geq \sqrt{1-a}.$$

Глава V

ТЕОРИЯ КРЫЛА

§ 24. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ И ГИДРОАЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЫЛЬЕВ

Крылом называется тело, подъемная сила которого во много раз больше силы сопротивления. Форма плоского крыла в плане может быть прямоугольной, эллиптической, стреловидной и т. д. Наряду с плоскими иногда применяют Y-образные, X-образные, кольцевые, винтовые и другие пространственные крылья. Если принять связанную с плоским крылом правую поточную систему координат, как указано на рис. V.1, то проекция R_x равнодействующей \vec{R} гидродинамических сил на ось x представляет сопротивление, а проекция R_y подъемную силу крыла. Плоское крыло характеризуется площадью S его проекции в плане и размахом l .

Сечение крыла плоскостью xoy называется профилем крыла. На рис. V.2 показаны некоторые характерные формы профилей. Отрезок прямой, соединяющий крайние переднюю и заднюю точки профиля, называется хордой b крыла.

Форма профиля крыла характеризуется следующими геометрическими параметрами. Относительной толщиной профиля \bar{e} называется отношение максимальной

толщины e профиля к его хорде b , которое выражается в процентах ее длины $\bar{e} \% = (e/b) \cdot 100 \%$; обычное $\bar{e} < 20 \div 25 \%$. Крылья, у которых $\bar{e} < 10 \%$, называются тонкими.

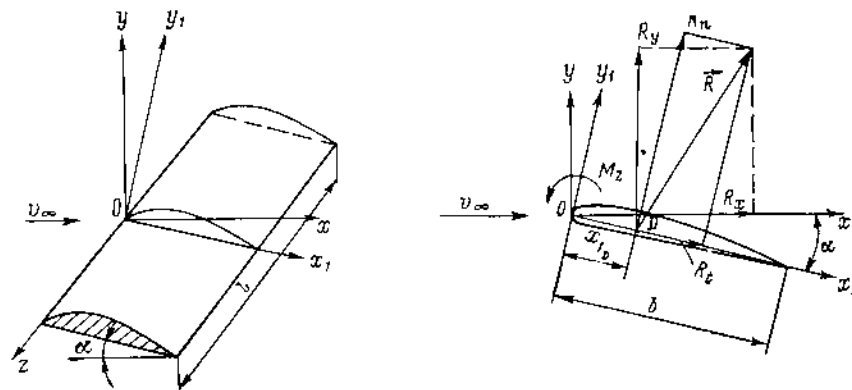


Рис. V.1. Система координат плоского крыла.

Положение максимальной толщины относительно передней кромки профиля c_m выражается в долях его хорды $\bar{c}_m \% = (b/c_m) \cdot 100 \%$. Форма профиля задается в виде ординат y_B и y_H , отсчитываемых от хорды до его спинки и нижней стороны.

Плавная кривая с ординатами $y_{ic} = (y_{1B} + y_{1H})/2$ называется средней линией профиля. Максимальная ордината f этой кривой представляет ее стрелку прогиба. Отношение максимальной стрелки прогиба к хорде называется относительной кривизной профиля $\bar{f} \% = (f/b) \cdot 100 \%$. Относительная кривизна обычно составляет $\bar{f} < 2 \div 3 \%$. Положение максимальной стрелки прогиба средней линии профиля характеризуется величиной c_f , т. е. в безразмерной форме $\bar{c}_f = c_f/b$. У некоторых профилей средняя линия имеет возле задней кромки обратную вогнутость. Такие профили называют обычно S-образными. У S-образных профилей под относительной кривизной понимают $\bar{f} = f_1/b$, а под обратной относительной кривизной отношение f_2/b . Положение f_1 и обратной кривизны f_2 характеризуется координатами c_1 и c_2 .

Средняя геометрическая хорда b_{cp} представляет отношение площади проекции крыла в плане к его размаху $b_{cp} = S/l$. Важной геометрической характеристикой крыла служит его относительное удлинение — отношение размаха крыла к средней хорде:

$$\lambda = l/b_{cp} = l^2/S. \quad (V.1)$$

У прямоугольного в плане крыла $\lambda = l/b$. Крыло, размах которого l бесконечно велик по сравнению с его хордой, носит название крыла бесконечного размаха ($\lambda = \infty$). Крыло с размахом больше двух, называется крылом конечного размаха ($\lambda > 2$), а если $\lambda < 2$, — крылом малого удлинения.

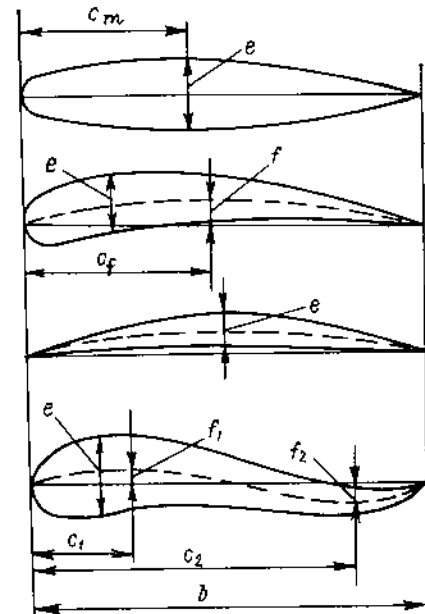


Рис. V.2. Характерные формы профилей крыльев.

Положение крыла относительно набегающего на него потока характеризуется углом атаки α между направлением скорости потока бесконечно далеко перед крылом v_∞ и хордой крыла (см. рис. V.1). Если углы атаки по размаху крыла постоянны, крыло называется гидродинамически незакрученным. Если же углы атаки изменяются по размаху вследствие особенностей его геометрии или условий обтекания, то крыло будет гидродинамически закрученным.

Силы и моменты, действующие на крыло, существенно зависят от его угла атаки. Обычно рассматривают не сами силы, а их безразмерные коэффициенты. Коэффициент сопротивления крыла определяется соотношением

$$C_x = R_x / \left(\frac{\rho v_\infty^2}{2} S \right), \quad (V.2)$$

а коэффициент подъемной силы

$$C_y = R_y / \left(\frac{\rho v_\infty^2}{2} S \right). \quad (V.3)$$

Иногда удобнее рассматривать силы, действующие на крыло не в принятой выше системе координат, а в системе x_1, y_1, z_1 , связанной с крылом (см. рис. V.1). В этом случае рассматривают две составляющие силы — нормальную R_n и тангенциальную R_t и соответственно два безразмерных коэффициента:

$$C_n = R_n / \left(\frac{\rho v_\infty^2}{2} S \right); \quad (V.4)$$

нормальной силы

$$C_t = R_t / \left(\frac{\rho v_\infty^2}{2} S \right). \quad (V.5)$$

Коэффициенты C_y и C_x связаны с C_n и C_t соотношениями

$$C_n = C_y \cos \alpha + C_x \sin \alpha; \quad C_t = C_x \cos \alpha - C_y \sin \alpha. \quad (V.6)$$

Для оценки эффективности крыльев используют понятие их гидроаэродинамического качества

$$K = R_y / R_x = C_y / C_x.$$

Для крыльев при наилучших углах атаки $K = 10 \div 20$.

В общем случае равнодействующая гидродинамических сил, действующих на крыло, создает относительно оси z момент M_z , который характеризуется коэффициентом момента

$$m_z = M_z / \left(\frac{\rho v_\infty^2}{2} S b \right). \quad (V.7)$$

Момент M_z можно выразить как

$$M_z = R_n x_{1D}, \quad (V.8)$$

где x_{1D} — расстояние от точки D приложения равнодействующей до оси z . Точка D приложения равнодействующей называется центром давления профиля (см. рис. V.1). Отношение $C_D = x_{1D} / b$ называется коэффициентом центра давления.

Если ось z совпадает с передней кромкой профиля, то коэффициент момента m_z относительно этой оси $m_z = C_n C_D$.

Значения безразмерных гидродинамических коэффициентов крыла существенно зависят от угла атаки. Характер зависимостей C_x, C_y, C_D, m_z и K от угла α показан на рис. V.3.

Угол атаки α_0 , соответствующий нулевому значению коэффициента подъемной силы, носит название угла нулевой подъемной силы. Как видно из приведенного графика, коэффициент подъемной силы крыла и коэффициент момента вначале с уве-

личением угла атаки возрастают по законам, близким к линейным. Это позволяет представлять их в следующем виде:

$$C_y = \frac{dC_y}{d\alpha} \alpha_1; \quad m_z = m_{z_0} + \frac{dm_z}{d\alpha} \alpha_1, \quad (V.9)$$

где $dC_y/d\alpha = C_y^\alpha$ и $dm_z/d\alpha = m_z^\alpha$ — тангенсы углов наклона кривых C_y и m_z , а α_1 — угол атаки с учетом угла нулевой подъемной силы, т. е. $\alpha_1 = \alpha - \alpha_0$. При угле $\alpha = \alpha_{кр}$ характер кривых $C_y(\alpha)$ и $m_z(\alpha)$ резко изменяется, и в случае дальнейшего увеличения угла атаки кривая непрерывно падает. Угол $\alpha_{кр}$ носит название критического угла атаки, или угла срыва. Этому углу соответствует максимальное значение коэффициента подъемной силы.

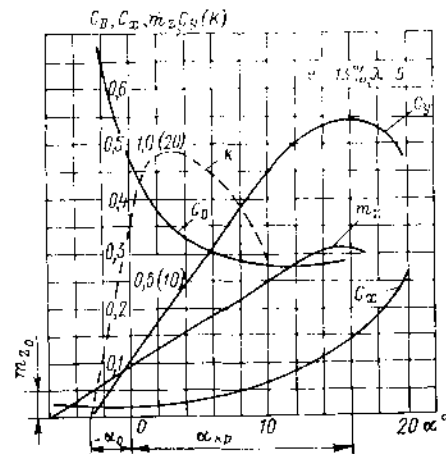


Рис. V.3. Гидродинамические характеристики крыла в функции от угла атаки.

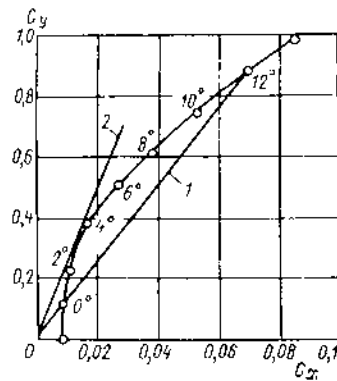


Рис. V.4. Поляры крыла.

Значение $\alpha_{кр}$ и соответствующий ему максимальный коэффициент подъемной силы $C_{y \max}$ зависят от числа Re ($Re = v_\infty b / \nu$) потока, обтекающего крыло: с увеличением этого числа они возрастают. Как следует из результатов опытов, при $Re > (1 \div 1,5) \cdot 10^6$ коэффициент подъемной силы, если $\alpha < \alpha_{кр}$, перестает зависеть от числа Re , т. е. крыло попадает в зону автомодельности. Величины α_0, C_y^α и m_z^α от числа Re практически не зависят. Поскольку сопротивление трения составляет значительную долю от общего сопротивления R_x , автомодельная область для коэффициента сопротивления C_x крыла отсутствует; он уменьшается с увеличением числа Re (см. рис. V.10).

В некоторых случаях оказывается удобнее представлять коэффициенты C_x и C_y не в функции от угла атаки, а в виде зависимости $C_y = f(C_x)$. Такой график приведен на рис. V.4 и носит название поляры крыла. Тангенс угла наклона прямой 1 , проведенной из начала координат в данную точку поляры, представляет качество крыла при угле атаки, соответствующем этой точке (в случае, когда масштабы C_x и C_y выбраны при построении поляры одинаковыми). Тангенс угла наклона касательной 2 , проведенной из начала координат к поляре, характеризует максимальное качество крыла.

Центр давления крыла с увеличением угла атаки медленно смещается к хвостовой части профиля: для симметричных профилей он располагается в области $0,2 \div 0,5$ хорды от передней кромки. Если в качестве оси, относительно которой определяется момент реакции R , принять произвольную ось z_1 , параллельную z и расположенную на расстоянии x_1 от нее, то при малых углах атаки

$$m_{z_1} = m_{z_0} + m_z^\alpha \alpha_1 + C_y x_1 / b. \quad (V.10)$$

Точка, момент реакции R относительно которой не зависит от угла атаки, называется фокусом крыла. Ее абсцисса $x_{1\phi}$ определяется зависимостью

$$x_{1\phi} = -bm_z^\alpha / C_y^\alpha. \quad (V.11)$$

Момент M_ϕ реакции относительно фокуса составляет $M_\phi = m_z \frac{\rho v_\infty^2}{2} S b$.

Форма крыла существенно влияет на его гидродинамические характеристики; особенно сильно влияет на них изменение его относительного удлинения λ . С ростом относительного удлинения возрастает наклон кривых C_y^α , увеличивается качество и уменьшается критический угол атаки. Угол нулевой подъемной силы крыла остается неизменным. На рис. V.5 показаны соответствующие зависимости для серии прямоугольных крыльев различного удлинения.

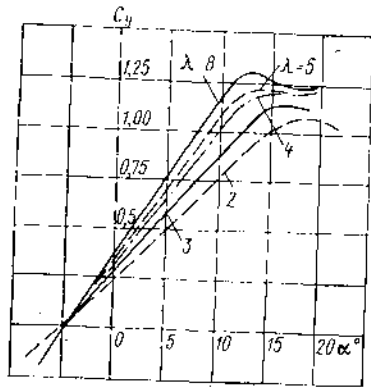
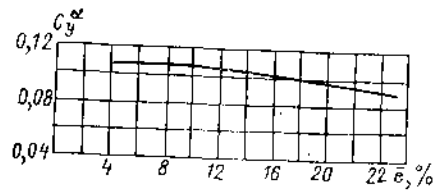


Рис. V.5. Влияние относительного удлинения крыла на коэффициент подъемной силы.

Рис. V.6. Влияние относительной толщины профиля на коэффициент C_y^α .



Влияние изменения относительной толщины \bar{t} профиля на коэффициент C_y^α представлено на рис. V.6; угол же нулевой подъемной силы с ростом толщины профиля практически не изменяется.

Изменение относительной кривизны f значительно влияет на угол α_0 нулевой подъемной силы; зависимость α_0 от относительной кривизны профиля можно выразить соотношением $\alpha_0^0 = -87,5f$; величина C_y^α остается при этом постоянной.

Во многих случаях необходим учет влияния на гидроаэродинамические характеристики крыльев малых внешних возмущений кинематических параметров их движения, имеющих вид периодических вертикальных или угловых колебаний крыла, которые накладываются на его поступательное движение. Наличие таких вертикальных и угловых колебаний с периодом T и угловой скоростью Ω_z приводит к периодическим изменениям его угла атаки. В этом случае для определения C_y и m_z можно использовать следующие выражения:

$$\left. \begin{aligned} C_y &= C_y^0 + C_y^\alpha \alpha + \frac{dC_y}{d\dot{\alpha}} \dot{\alpha} + \frac{dC_y}{d\omega_z} \omega_z + \frac{dC_y}{d\dot{\omega}_z} \dot{\omega}_z; \\ m_z &= m_z^0 + m_z^\alpha \alpha + \frac{dm_z}{d\dot{\alpha}} \dot{\alpha} + \frac{dm_z}{d\omega_z} \omega_z + \frac{dm_z}{d\dot{\omega}_z} \dot{\omega}_z, \end{aligned} \right\} \quad (V.12)$$

где

$$\dot{\alpha} = \frac{d\alpha}{dt} \frac{b}{v_\infty}; \quad \dot{\omega}_z = \frac{\Omega_z b}{v_\infty}; \quad \dot{\omega}_z = \frac{d\Omega_z}{dt} \frac{b^2}{v_\infty^2},$$

C_y^0 и m_z^0 соответствуют движению крыла, не совершающего колебания. Величины

$$\begin{aligned} C_y^{\dot{\alpha}} &= \frac{dC_y}{d\dot{\alpha}}; & C_y^{\omega_z} &= \frac{dC_y}{d\omega_z}; & C_y^{\dot{\omega}_z} &= \frac{dC_y}{d\dot{\omega}_z}; \\ m_z^{\dot{\alpha}} &= \frac{dm_z}{d\dot{\alpha}}; & m_z^{\omega_z} &= \frac{dm_z}{d\omega_z}; & m_z^{\dot{\omega}_z} &= \frac{dm_z}{d\dot{\omega}_z} \end{aligned}$$

называются вращательными производными крыла и являются функциями от числа Sh ; вращательные производные момента зависят от выбора положения оси z . В случае колебаний крыла в других направлениях вид разложений (V.12) усложнится за счет введения дополнительных производных [14].

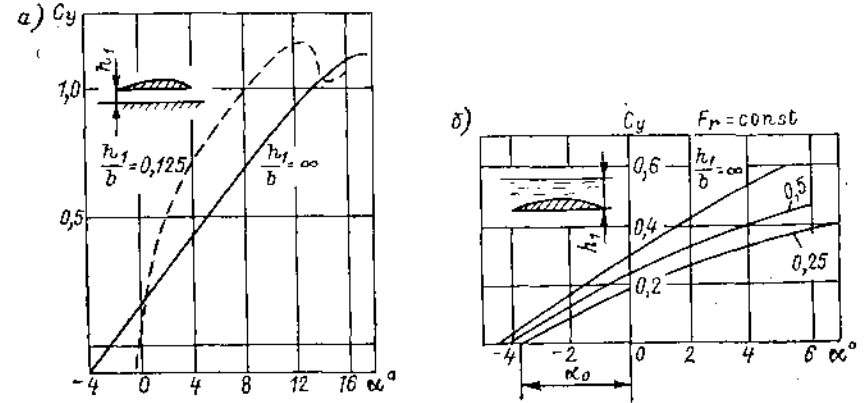


Рис. V.7. Влияние движения крыла над твердым экраном (а) и под свободной поверхностью (б) на его подъемную силу.

Гидроаэродинамические характеристики крыла существенно изменяются при его движении вблизи границ потока. На рис. V.7 показано влияние движения над твердым экраном и под свободной поверхностью на коэффициент подъемной силы крыла.

§ 25. РАСЧЕТ ГИДРОАЭРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОФИЛЯ КРЫЛА

При расчете крыла бесконечного размаха, у которого все сечения плоскостями, параллельными $хоу$, одинаковы, исходят из обтекания его профиля плоскопараллельным потоком. Силы и момент, действующие на крыло в плоскопараллельном потоке, определяют, пользуясь формулами (II.138) и (II.139). В частности, на основании теоремы Н. Е. Жуковского для одиночного профиля

$$R_y = -\rho v_\infty \Gamma, \quad R_x = 0. \quad (V.13)$$

Таким образом, для вычисления подъемной силы должна быть известна циркуляция скорости Γ вокруг крыла. Для ее определения используют предположение о том, что задняя острая кромка профиля является линией плавного схода потока и скорость в ней имеет конечное значение. Указанное предположение представляет постулат С. А. Чаплыгина—Н. Е. Жуковского.

Если задача расчета обтекания и вычисления подъемной силы профиля решается при помощи конформного отображения внешности этого профиля на внешность круга, то циркуляция скорости Γ вокруг крыла определяется из условия соответствия критической точки на окружности задней кромке крыла. В соответ-

ствии с постулатом Чаплыгина—Жуковского общее выражение для циркуляции вокруг произвольного профиля имеет вид

$$\Gamma = -4\pi v_{\infty} m_{-1} R \sin(\alpha - \alpha_0), \quad (V.14)$$

где m_{-1} — первый коэффициент разложения преобразующей функции в ряд Лорана [см. формулу (I.74)]; R — радиус окружности во вспомогательной плоскости; $\alpha - \alpha_0$ — угол атаки профиля по отношению к его линии нулевой подъемной силы.

Общее выражение для C_y профиля следующее:

$$C_y = 8\pi m_{-1} \frac{R}{b} \sin(\alpha - \alpha_0). \quad (V.15)$$

Наиболее простым является исследование обтекания так называемых теоретических профилей, предложенных Н. Е. Жуковским, А. С. Чаплыгиным, А. И. Некрасовым, Карафолли, Мизесом и др., для которых преобразующая функция может быть представлена в замкнутом виде [27, 34].

Обтекание профилей Н. Е. Жуковского исследуют путем решения системы уравнений (I.75) с применением преобразующей функции

$$z = \xi + r_0/\xi, \quad (V.16)$$

где r_0 — постоянная. Циркуляция скорости вокруг профиля Жуковского

$$\Gamma = -4\pi R v_{\infty} \sin(\alpha - \alpha_0) \quad (V.17)$$

Здесь $R = r_0 \left(1 + \frac{0,77\bar{e}}{1 - 0,6\bar{e}}\right)$. Коэффициент подъемной силы профиля малой кривизны

$$C_y = 2\pi \left(1 + \frac{0,77\bar{e}}{1 - 0,6\bar{e}}\right) \sin(\alpha - \alpha_0). \quad (V.18)$$

Частным случаем профиля Жуковского является тонкая плоская пластина, для которой хорда b , расположенная на оси x , равна $4r_0$. Если начало координат принять посередине хорды, то при угле атаки, когда $\sin \alpha \approx \alpha$,

$$C_y = 2\pi\alpha; \quad m_z = -\pi\alpha/2; \quad C_D = -1/4. \quad (V.19)$$

Поверхность такой пластины эквивалентна в потоке вихревому слою с интенсивностью

$$\gamma(x) = -2v_{\infty}\alpha \sqrt{\frac{(b-2x)}{(b+2x)}}. \quad (V.20)$$

Скорость на передней кромке пластины стремится к бесконечности и на пластине возникает направленная вдоль нее подсосывающая сила, коэффициент которой $C_{II} = C_y\alpha$. Появление подсосывающей силы отмечается при теоретических расчетах профилей и крыльев с острой передней кромкой. Фактическое возникновение этой силы, снижающей силу сопротивления, возможно лишь в случае соответствующего профилирования (малого скругления) передней кромки крыла.

Недостатком профилей Жуковского является то, что угол δ_k при их острой задней кромке у профиля конечной толщины равен нулю. Этот недостаток можно устранить, если применить преобразующую функцию

$$\frac{z - \kappa r_0}{z + \kappa r_0} = \left(\frac{\xi - r_0}{\xi + r_0}\right)^{\kappa}, \quad (V.21)$$

которая в случае $\kappa = 2$ соответствует функции (V.16). Обобщенные профили Жуковского, получаемые с помощью (V.21), имеют внутренний угол при их задней кромке $\delta_k = \pi(2 - \kappa)$.

Известно несколько методов расчета с помощью конформных отображений обтекания профилей крыльев заданной формы. В их числе методы С. Г. Нужица [59], Я. М. Серебрянского и Теодорсена. Во всех методах используются приближенные способы построения преобразующей функции.

Весьма эффективным, позволяющим применять для его реализации ЭВМ, является метод, основанный на применении тригонометрической интерполяции [91].

Согласно этому методу функцию, обеспечивающую отображение внешности единичного круга $r = R = 1$ на внешность рассчитываемого профиля, представляют в виде ряда

$$z = \sum_{n=1}^{m-2} C_{-n} \zeta^{-n}, \quad (V.22)$$

коэффициенты которого $C_{-n} = A_{-n} + iB_{-n}$. Для определения коэффициентов C_{-n} единичную окружность $\zeta = e^{i\theta}$ в плоскости $\zeta = re^{i\theta}$ разбивают на $2m$ равных частей; этим точкам окружности в плоскости z соответствуют узловые точки $z_k = x_k + iy_k$, у которых согласно формуле (V.22)

$$\left. \begin{aligned} x_k &= \sum_{n=1}^{m-2} (A_{-n} \cos n\theta_k + B_{-n} \sin n\theta_k); \\ y_k &= \sum_{n=1}^{m-2} (-A_{-n} \sin n\theta_k + B_{-n} \cos n\theta_k), \end{aligned} \right\} \quad (V.23)$$

где $k = 1, 2, \dots, m$. Эта система уравнений обращается относительно неизвестных коэффициентов A_{-j}, B_{-j} ($j = -1, 0, 1, 2, \dots, m-2$):

$$\left. \begin{aligned} A_{-j} &= \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m (x_k \cos j\theta_k - y_k \sin j\theta_k), \\ B_{-j} &= \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m (x_k \sin j\theta_k + y_k \cos j\theta_k). \end{aligned} \right\} \quad (V.24)$$

Соотношения (V.24) позволяют по известным координатам x_k, y_k вычислить коэффициенты ряда (V.22). Однако в начале расчета положение узловых точек неизвестно, поэтому для их определения строится итерационный процесс. Он позволяет найти с заданной степенью точности их координаты и обеспечить список точек на контуре профиля. При $k = 60 \div 100$ достигается высокая точность воспроизведения контура профиля [30]. Дальнейший расчет комплексной скорости обтекания профиля производится по формуле $\frac{dw}{dz} = \frac{dw}{d\zeta} \cdot \frac{d\zeta}{dz}$, где величина $dz/d\zeta$ может быть найдена с помощью формулы (V.22), а известная комплексная скорость обтекания круга

$$\frac{dw}{dz} = v_{\infty} \left(e^{-i\alpha} - \frac{e^{i\alpha}}{\zeta^2} \right) + \frac{\Gamma}{2\pi i} \frac{1}{\zeta}. \quad (V.25)$$

Для расчета обтекания профилей используют и метод интегральных уравнений [24, 61]. Заменяя действительные профили на поток присоединенным вихревым слоем с интенсивностью $\gamma(l)$, распределенным непрерывно по его поверхности (рис. V.8), можно показать, что в каждой точке контура l профиля $\gamma(l) = v_l(l)$, т. е. равна местной скорости его обтекания. Потенциал скорости и функция тока потока вокруг профиля имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= v_{\infty} (x \cos \alpha + y \sin \alpha) + \frac{1}{2\pi} \int_l \gamma(t) \operatorname{arctg} \frac{y - y_t}{x - x_t} dt; \\ \psi &= v_{\infty} (y \cos \alpha - x \sin \alpha) - \frac{1}{2\pi} \int_l \gamma(t) \ln r dt, \end{aligned} \right\} \quad (V.26)$$

где $r = \sqrt{(x - x_1)^2 + (y - y_1)^2}$. Для определения интенсивности $\gamma(l)$, а следовательно, и скорости v_l можно получить интегральное уравнение Фредгольма второго рода

$$\frac{\gamma}{2} - \frac{1}{2\pi} \int \gamma(l) \frac{\partial}{\partial l} \left(\arctg \frac{y - y_1}{x - x_1} \right) dl = v_\infty [\cos(l, x) \cos \alpha + \cos(l, y) \sin \alpha]. \quad (V.27)$$

Чтобы обеспечить единственность решения этого уравнения, необходимо выполнить постулат Чаплыгина—Жуковского в задней острой кромке, положив скорость в этой точке равной нулю, т. е. $v_{l_k} = \gamma_k = 0$. При решении уравнения (V.27) его заменяют конечной системой алгебраических уравнений, разбивая для этого контур профиля на N дискретных отрезков Δl_i и выполняя условие (V.27) в точках на их

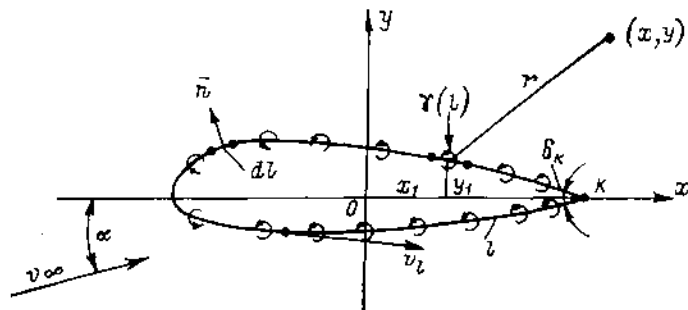


Рис. V.8. Замена профиля вихревым слоем, распределенным по его поверхности

середине. Интеграл в формуле (V.27) заменяют суммой N слагаемых. Число делений контура порядка 120—150 обеспечивает необходимую точность решения системы алгебраических уравнений для определения γ_i с помощью ЭВМ. Циркуляция скорости

$$\Gamma = \int v_l dl = \sum_{i=1}^N \gamma_i \Delta l_i.$$

Значение циркуляции вокруг профиля, найденное описанными методами, не учитывает влияния вязкости. Способ учета этого влияния разработан В. В. Дробленковым и Г. И. Каневским. Используя результаты расчета потенциального обтекания профиля, рассчитывают его пограничный слой для заданных числа Re и степени турбулентности внешнего потока. При этом необходимо выполнить условия равенства потоков завихренности и давления поперек пограничного слоя на задней кромке профиля:

$$\int_0^{\delta_B} \omega v_x dy = \int_0^{\delta_H} \omega v_x dy; p_B = p_H, \quad (V.28)$$

где δ_B и δ_H толщина верхнего и нижнего пограничных слоев у задней кромки. Полагая давление поперек слоя постоянным, эти условия можно заменить соотношением

$$v_{\delta_B} = v_{\delta_H}, \quad (V.29)$$

где v_δ — скорость на внешней границе пограничного слоя у задней кромки. Для выполнения этого равенства требуется применять последовательные приближения при расчете пограничного слоя. В результате можно определить циркуляцию скорости Γ вокруг профиля. На рис. V.9 сопоставлены результаты расчетов C_y профиля НАСА-66 при $\bar{a} = 0,05$ и $f = 0,01$ для двух чисел Re , а также без учета влияния вязкости.

Коэффициент сопротивления $C_x = C_y$ помимо геометрии профиля и угла атаки зависит от режима течения жидкости в его пограничном слое, на который, в свою очередь, влияет степень турбулентности внешнего потока. На рис. V.10 показаны

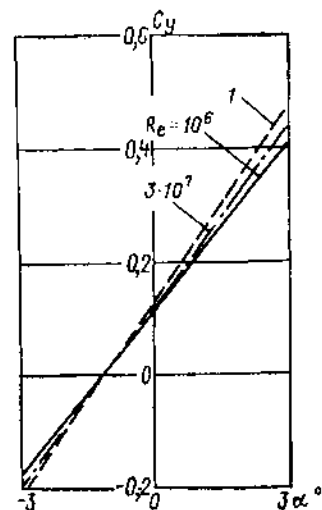


Рис. V.9. Влияние вязкости жидкости на C_y .
1 — расчет без учета влияния вязкости.

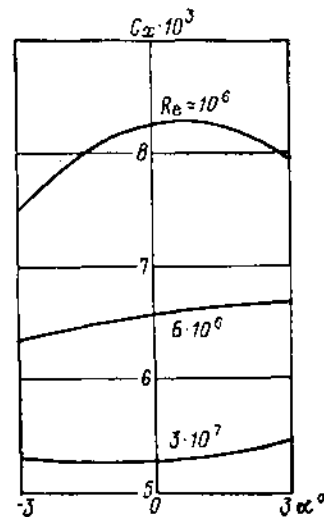


Рис. V.10. Влияние числа Рейнольдса на C_x .

результаты расчетов C_x для профиля НАСА-66. Для приближенного определения коэффициента C_y профилей можно воспользоваться зависимостью (II.20) и рис. II.10 из второго раздела этого тома Справочника.

§ 26. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ КРЫЛА КОНЕЧНОГО РАЗМАХА

подавляющее большинство встречающихся в реальных конструкциях крыльев имеет конечный размах. При расчете обтекания эти крылья можно заменить системой присоединенных вихрей, расположенных на поверхности крыла. Участки этих вихрей, простирающиеся за пределы крыла, подхватываются потоком и в виде дискретных вихревых шнуров или непрерывной пелены свободных вихрей распространяются в бесконечность за крылом.

Система присоединенных и свободных вихрей создает в потоке, натекающем на крыло, поле индуцированных скоростей v_i , порождающих снос потока, обтекающего крыло. Формирование новых участков свободных вихрей при перемещении крыла сопровождается ростом кинетической энергии жидкости; в результате на крыле возникает дополнительная сила сопротивления его движению — индуктивное сопротивление R_i . Этот вид сопротивления в сумме с вязкостным сопротивлением составляет силу R_x крыла конечного размаха. У крыла бесконечного размаха свободные вихри и индуктивное сопротивление отсутствуют.

Связь между циркуляцией Γ в данном сечении крыла конечного размаха и коэффициентом подъемной силы C_y профиля этого сечения устанавливается зависимостью

$$\Gamma = C_y v_\infty b / 2. \quad (V.30)$$

Если вертикальные составляющие индуктивных скоростей малы, то приближенно можно полагать, что свободные вихри за крылом располагаются вдоль линий тока невозмущенного потока, натекающего на крыло. Это предположение, справед-

ливое при малых углах атаки α , используется при разработке линейной теории крыла конечного размаха.

Течение жидкости вне области потока, занятой присоединенными и свободными вихрями крыла, является безвихревым, т. е. потенциальным, однако при переходе через соответствующие вихревые поверхности потенциал должен претерпевать разрыв.

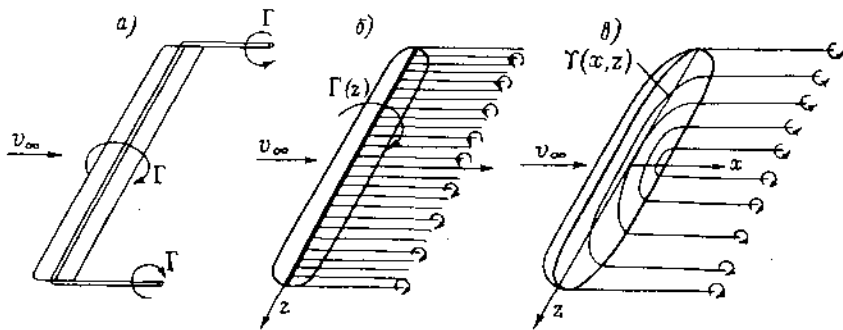


Рис. V.11. Вихревые модели крыльев конечного размаха: а — П-образный вихрь; б — несущая линия; в — несущая поверхность.

В зависимости от степени схематизации структуры обтекания крыла конечного размаха можно рассматривать три основные вихревые модели его, показанные на рис. V.11. В схемах на рис. V.11, а и б крыло заменяется одним присоединенным вихрем с постоянной Γ или переменной $\Gamma(z)$ вдоль размаха циркуляцией. В схеме на рис. V.11, в вихревая система состоит из присоединенного и двух свободных вихрей, т. е. образует один общий П-образный вихрь; эта модель крыла является весьма приближенной. В схеме на рис. V.11, б, представляющей модель крыла как несущей линии во всех точках присоединенного вихря, где меняется циркуляция, с него сходят свободные вихри, образующие, если $\Gamma(z)$ — непрерывная функция, сплошную пелену свободных вихрей.

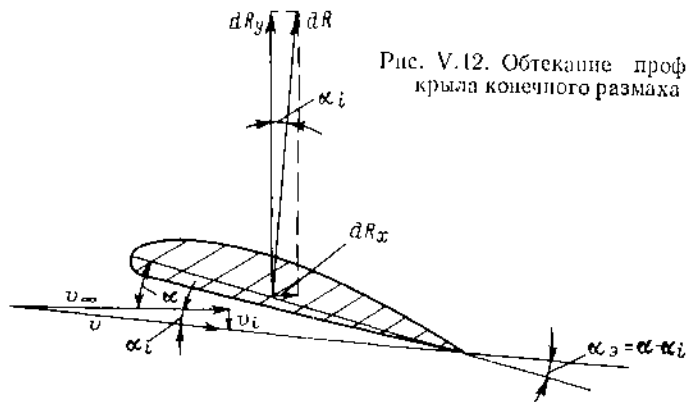


Рис. V.12. Обтекание профиля крыла конечного размаха

В схеме на рис. V.11, в крыло заменяется непрерывным присоединенным вихревым слоем с интенсивностью $\gamma(x, z)$, расположенным на поверхности S крыла в плане, и сплошной пеленой сходящих с этой поверхности свободных вихрей: это модель крыла как несущей поверхности.

При построении моделей, показанных на рис. V.11, б и в, предполагается, что при переходе через пелену свободных вихрей давление и вертикальные индуцированные скорости непрерывны, а компоненты скорости вдоль размаха крыла, т. е. v_z , терпят разрыв.

Теория крыла, как несущей линии. Расположим ось z вдоль размаха крыла и присоединенного вихря, ось x вдоль скорости набегающего потока v_∞ , ось y направим вертикально вверх и начало координат примем посередине размаха крыла (см. рис. V.11, б). Плоская полубесконечная пелена свободных вихрей вызывает в районе расположения присоединенного вихря при обтекании сечения крыла индуцированную скорость $v_y = v_i$ (рис. V.12). В результате возникает скос потока на угол α_i . Если положить значения v_i малыми, то $\alpha_i \approx v_i/v_\infty$. Возникновение этого угла приводит к уменьшению угла атаки сечения крыла, причем $\alpha_0 = \alpha - \alpha_i$, и отклонению подъемной силы профиля на угол α_i от вертикали. В итоге возникает проекция $dR_x = dR_i$ этой силы на ось x , представляющая индуктивное сопротивление профиля. Применяя теорему Жуковского и учитывая, что $\sin \alpha_i \approx \alpha_i$; $\cos \alpha_i \approx 1$, силу индуктивного сопротивления и подъемную силу крыла конечного размаха следует вычислять по формулам

$$\left. \begin{aligned} R_x &= \rho v_\infty \int_{-l/2}^{l/2} \Gamma(z) \alpha_i(z) dz; \\ R_y &= \rho v_\infty \int_{-l/2}^{l/2} \Gamma(z) dz, \end{aligned} \right\} \quad (V.31)$$

где

$$\alpha_i = -\frac{1}{4\pi} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{d\Gamma}{dz_1} \frac{dz_1}{z - z_1}. \quad (V.32)$$

Для определения функции $\Gamma(z)$ можно, используя формулу (V.14) и учитывая в ней скос потока α_i , получить интегродифференциальное уравнение

$$\Gamma = \pi v_\infty c^* b \left[\alpha_1(z) - \frac{1}{4\pi v_\infty} \int_{-l/2}^{l/2} \frac{d\Gamma}{dz_1} \frac{dz_1}{z - z_1} \right], \quad (V.33)$$

где $b(z)$ — хорды различных сечений крыла, а $c^* = 1 + 0,77\delta/(1 - 0,6\delta)$. Решение этого уравнения можно искать в виде ряда

$$\Gamma = 2lv_\infty \sum_{n=1}^{\infty} A_n \sin n\theta, \quad (V.34)$$

где $\cos \theta = -z/0,5l$. Используя (V.34), можно уравнение (V.33) привести к виду

$$\sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\pi c^*}{2} \frac{b}{l} n \cos \theta - \frac{\pi c^*}{2} \frac{b}{l} \alpha_1 \sin \theta \right) A_n \sin n\theta = 0. \quad (V.35)$$

Ограничиваясь конечным числом N членов ряда и записывая его для соответствующего числа точек по размаху крыла, это уравнение сводят к системе N алгебраических уравнений для определения коэффициентов A_n . Представлению циркуляции в виде ряда (V.34) соответствуют следующие расчетные зависимости:

$$\left. \begin{aligned} \alpha_i &= \sum_{n=1}^{\infty} n A_n \frac{\sin n\theta}{\sin \theta}; \quad C_y = \pi \lambda A_1; \\ C_x &= \frac{C_y^2}{\pi \lambda} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} n \left(\frac{A_n}{A_1} \right)^2 \right]. \end{aligned} \right\} \quad (V.36)$$

В соответствии с теорией несущей линии при данном значении C_y наименьшее индуктивное сопротивление будет у крыла с эллиптическим распределением циркуляции вдоль размаха. У такого крыла, имеющего эллиптическую форму в плане:

$$\frac{dC_y}{d\alpha} = \frac{2\pi\lambda}{2 + \lambda}; \quad C_i = \frac{C_y^2}{\pi\lambda}, \quad (V.37)$$

а угол скоса потока постоянен по его размаху и составляет

$$\alpha_i = C_y/\pi\lambda. \quad (V.38)$$

С помощью формул (V.37) и (V.38) можно для крыльев, близких по форме к эллиптическим, пересчитывать их характеристики с одного размаха на другой.

Развитие теории несущей линии при использовании метода сравнимых разложений позволило Ван-Дайку [17] уточнить соотношение для определения $dC_y/d\alpha$ эллиптического крыла:

$$\frac{dC_y}{d\alpha} = 2\pi \left(1 - \frac{2}{\lambda} - \frac{16}{\pi^2} \frac{\ln \lambda}{\lambda^2} + \frac{3,563}{\lambda^2} + \dots \right).$$

Теория несущей линии не дает возможности учесть влияние изменения λ на момент M_z , а также получить распределение нагрузки по площади крыла. Для $\lambda < 2$ наблюдается существенное отклонение значений C_y и C_i , вычисленных по этой теории, от экспериментальных данных.

Теория крыла, как несущей поверхности. В теории несущей поверхности крыло заменяется непрерывным присоединенным вихревым слоем с интенсивностью $\gamma(x, z)$, распределенным по площади S его проекции в плане. Разность давления на нижней p_- и на верхней p_+ стороне в данной точке поверхности

$$p_- - p_+ = -\rho v_\infty \gamma(x, z); \quad (V.39)$$

циркуляция в его сечении $\Gamma = \int_{b(z)} \gamma dx$, а

$$\left. \begin{aligned} R_y &= \int_S (p_- - p_+) dS; & R_i &= \frac{\rho}{4\pi} \int_{-l/2}^{l/2} \int_{-l/2}^{l/2} \Gamma(z) \frac{d\Gamma}{dz_1} \frac{dz_1}{z - z_1} dz; \\ M_x &= \int_S (p_- - p_+) z dS; & M_z &= \int (p_- - p_+) x dS. \end{aligned} \right\} (V.40)$$

Выполняя условие непротекания в точках плоской поверхности S , т. е. при $y = 0$:

$$v_y = -v_\infty \alpha, \quad (V.41)$$

получают сингулярное интегральное уравнение для определения интенсивности $\gamma(x, z)$ вихревого слоя

$$\frac{1}{4\pi} \int_S \frac{\gamma(x_1, z_1)}{(z - z_1)^2} \left[1 + \frac{x - x_1}{\sqrt{(x - x_1)^2 + (z - z_1)^2}} \right] dx_1 dz_1 = -v_\infty \alpha. \quad (V.42)$$

Решение этого уравнения можно представить в виде ряда

$$\gamma(\theta_1, \varepsilon_1) = \sum_{n=1}^{\infty} A_{0n} \operatorname{ctg} \frac{\varepsilon_1}{2} \sin n\theta_1 + \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{kn} \sin k\varepsilon_1 \sin n\theta_1, \quad (V.43)$$

где $\cos \theta_1 = -2z_1/l(x)$; $\cos \varepsilon_1 = -2x_1/b(z)$; A_{kn} — постоянные коэффициенты. Этот ряд обеспечивает обращение γ в нуль на задней и боковых кромках крыла. Ограничиваясь числом членов $k = K$ и $n = N$ и удовлетворяя уравнению (V.41) в конечном числе KN контрольных точек (точек коллокации), интегральное уравнение сводят к системе решаемых на ЭВМ алгебраических уравнений, содержащих

известные коэффициенты A_{kn} . Потенциал вызванных скоростей в области вне крыла и вихревой панели имеет вид

$$\varphi = \frac{1}{4\pi} \int_S \gamma(x_1, z_1) \frac{y}{y^2 + (z - z_1)^2} \left[1 + \frac{x - x_1}{\sqrt{(x - x_1)^2 + y^2 + (z - z_1)^2}} \right] dx_1 dz_1.$$

Весьма распространен при расчете гидродинамических характеристик крыльев метод, основанный на непосредственной замене несущей поверхности системой конечного числа расположенных на ней дискретных вихрей. Разработке эффективных путей реализации этого метода способствовали работы С. М. Белоцерковского и его сотрудников [12, 14]. В качестве дискретного принимается вихрь с циркуляцией Γ_i (рис. V.13), состоящий из присоединенного вихря с размахом l_i и двух сходящихся с него прямолинейных полубесконечных свободных вихрей. Заменив рассматриваемую несущую поверхность S системой конечного числа таких вихрей со свободными вихрями, расположенными в плоскости xoz и выполняя в дискретных точках поверхности крыла условие непротекания (см. формулу (V.41)), задачу сводят к определению циркуляций Γ_i этих вихрей.

Схема замены стреловидного крыла дискретными вихрями показана на

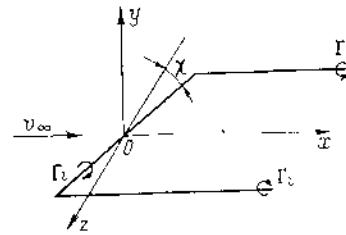


Рис. V.13. Дискретный вихрь с циркуляцией Γ_i .

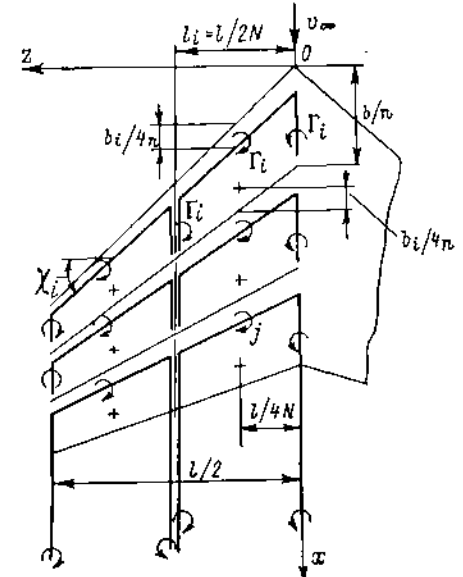


Рис. V.14. Схема замены крыла дискретными вихрями.

рис. V.14. Полуразмах крыла разбивается на N полос шириной $l_i = l/(2N)$, а местная хорда $b(z)$ на n панелей. В результате на поверхности S образуется $M = 2nN$ площадь. Присоединенный вихрь с постоянной в пределах данной площадки циркуляцией Γ_i располагают на расстоянии $l/4$ длины площадки вдоль оси x от ее передней кромки, а свободные вихри — вдоль продольных кромок площадок. Условие непротекания (V.41) удовлетворяется в M контрольных точках, находящихся посередине размаха каждой площадки на расстоянии $3/4$ длины ее от передней кромки (на рисунке обозначены знаком «+»). При таком выборе контрольных точек обеспечивается точность в них индуцированных скоростей и выполнение постулата Чаплыгина—Жуковского на задней кромке крыла.

Суммируя вертикальные индуцированные скорости $v_{y_{kj}}$ от каждого k -го дискретного вихря в j -й контрольной точке, согласно условию непротекания при $y = 0$ получим

$$\sum_{k=1}^M v_{y_{kj}} = -v_\infty \alpha. \quad (V.44)$$

В результате образуется система M алгебраических уравнений для определения циркуляций Γ_i дискретных вихрей. Индуцированная скорость в плоскости $y = 0$

$$v_y = v_y^0 \Gamma_i / 2\pi l_i \quad (V.45)$$

от дискретного вихря, показанного на рис. V.13, вычисляется по формуле (I.58); безразмерная скорость v_y^0 имеет вид

$$v_y^0 = -\frac{1}{\xi \cos \chi + \zeta \sin \chi} \left[\frac{\xi \sin \chi - \zeta \cos \chi + 1/\cos \chi}{\sqrt{(\xi + \operatorname{tg} \chi)^2 + (1 - \zeta)^2}} + \frac{\xi \cos \chi - \zeta \sin \chi + 1/\cos \chi}{\sqrt{(\xi - \operatorname{tg} \chi)^2 + (1 + \zeta)^2}} \right] - \frac{1}{1 - \zeta} \left[1 + \frac{\xi + \operatorname{tg} \chi}{\sqrt{(\xi + \operatorname{tg} \chi)^2 - (1 - \zeta)^2}} \right] - \frac{1}{1 + \zeta} \left[1 + \frac{\xi - \operatorname{tg} \chi}{\sqrt{(\xi - \operatorname{tg} \chi)^2 + (1 + \zeta)^2}} \right], \quad (V.46)$$

где $\xi = 2x/l_1$; $\zeta = 2z/l_1$; χ — местный угол стреловидности дискретного вихря.

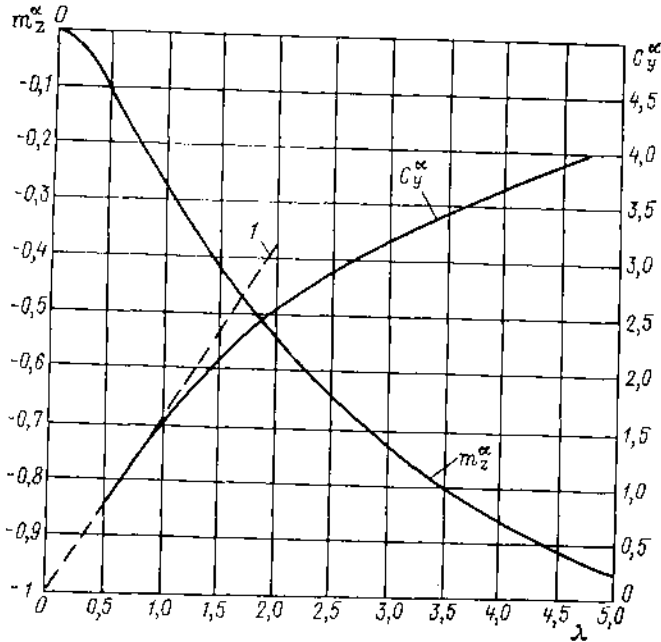


Рис. V.15. Значения C_y^α и m_z^α прямоугольных крыльев конечного размаха, вычисленные по линейной теории, и (l) по формуле (V.77).

Подъемная сила вихря вычисляется, после определения Γ_i , по формуле $R_{y_i} = -\rho v_\infty \Gamma_i l_i$, а для всего крыла $R_y = -\rho v_\infty \sum_{i=1}^M \Gamma_i l_i$. Умножая значение R_{y_i} на соответствующие плечи и суммируя эти произведения, можно получить момент, действующий на крыло относительно соответствующей оси. Необходимые для обеспечения достаточной точности расчетов число панелей n и полос N зависят от λ . Для крыльев, у которых $1 < \lambda < 5$, достаточно принимать $n = 5$ и $N = 15-20$. У крыльев сложной формы в плане необходимое число делений возрастает. На рис. V.15 приведены рассчитанные С. М. Белоцерковским значения C_y^α и m_z^α для прямоугольных в плане крыльев конечного размаха. Значения гидроаэродинамических характеристик крыльев различной формы приведены в работах [12, 14].

§ 27. НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ КРЫЛА КОНЕЧНОГО РАЗМАХА

Экспериментальные данные свидетельствуют, что с уменьшением величины λ зависимости $C_y(\alpha)$ и $m_z(\alpha)$ отклоняются от линейных, соответствующих теориям несущей линии и несущей поверхности, в которых предполагалось, что углы скоса, вызванные вихревой системой крыла, малы. Отказ от этого предположения характерен для нелинейной теории крыла. Несмотря на большое число исследований [27, 34] разработку данной теории нельзя признать законченной; к тому же области применения схем, предложенных различными авторами, ограничены. В нелинейной теории крыла малого удлинения можно выделить направления, основанные на замене крыла системой вихрей с неизвестной интенсивностью, а также на использовании циркуляционно-отрывной схемы обтекания.

В теориях первого направления исходят из того, что при соблюдении безотрывного обтекания передней и задней кромок крыла сходящиеся с боковых и задней кро-

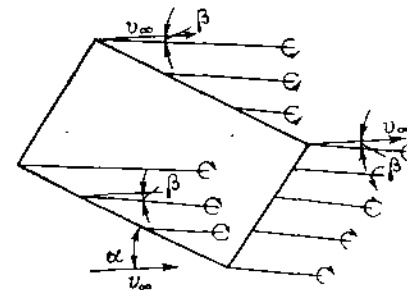


Рис. V.16. Схема обтекания крыла по нелинейной теории;

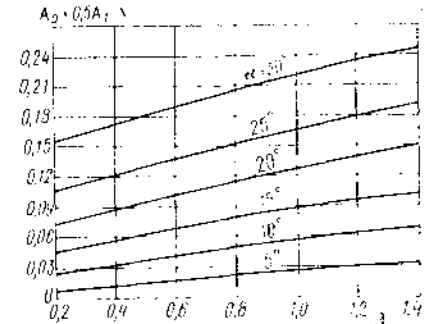


Рис. V.17. Зависимость $A_0 + 0,5A_1 = f(\alpha, \lambda)$ крыла конечного размаха.

мок свободные вихри не остаются в плоскости крыла и образуют со скоростью потока v_∞ угол β , переменный по хорде крыла (рис. V.16); этот угол должен определяться в процессе расчета крыла. В ряде теорий вводятся предположения, позволяющие упростить нахождение значений β .

В нелинейной теории, разработанной И. Н. Поляховым и А. И. Пастуховым, тонкое прямоугольное крыло заменяется в потоке вихревым слоем, расположенным на поверхности S крыла, с интенсивностью

$$\gamma(x, z) = A_0 \operatorname{ctg} \frac{\epsilon}{2} + \sum_{n=1}^m \gamma_n A_n \sin n\pi, \quad (V.47)$$

где $\cos \epsilon = -2x/b$. При надлежащем выборе функций $\gamma_n(z)$ такое представление функции $\gamma(x, z)$ обеспечивает соблюдение граничных условий на задней и боковых кромках пластины. Свободные вихри предполагаются расположенными вдоль скорости v_∞ , т. е. $\beta = 0$. Коэффициенты ряда A_n определяют с помощью интегрального уравнения, получаемого из условия непротекания на поверхности крыла. Коэффициент подъемной силы по этой теории получают с помощью зависимости

$$C_y = 2\pi (0,795 + 0,07\lambda) (A_0 + 0,5A_1), \quad (V.48)$$

где $A_0 + 0,5A_1 = f(\alpha, \lambda)$ находят с помощью рис. V.17. Коэффициент момента относительно передней кромки пластины

$$m_z = C_y x \left(0,5 - 0,25 \frac{A_0 + 0,5A_2}{A_0 + 0,5A_1} \right), \quad (V.49)$$

где $x(\alpha, \lambda)$ и $A_0 + 0,5A_2 = f_2(\alpha, \lambda)$ показаны на рис. V.18 и V.19. В пределах $\lambda > 0,4$ эта теория обеспечивает совпадение с экспериментом.

Для расчета структуры обтекания крыльев и возникающих сил с учетом нелинейных эффектов, таких как конечность углов атаки, индуцированных скоростей, переменность углов β и сворачиваемость пелены свободных вихрей находят применение метод дискретных вихрей [13]. Реализация его трудоемка и связана с использованием последовательных приближений при определении истинной структуры

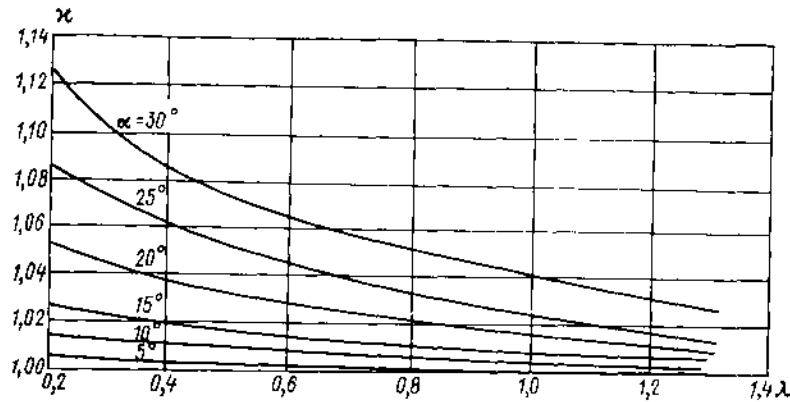


Рис. V.18. Зависимость k (α , λ) крыла конечного размаха.

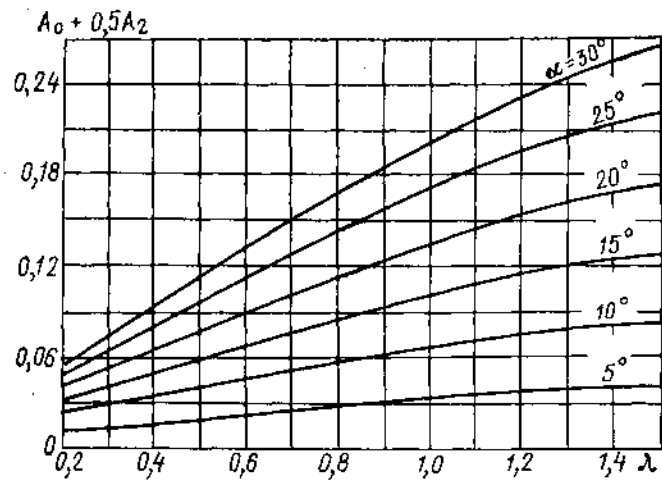


Рис. V.19. Зависимость $A_0 + 0,5A_2 = f(\alpha, \lambda)$ крыла конечного размаха.

вихревой пелены. С помощью этого метода возможны расчеты обтекания крыльев как без отрыва, так и с отрывом потока на их передней кромке (рис. V.20). Коэффициенты C_y и m_z , рассчитанные таким методом для тонких крыльев при $\lambda < 1$, соответствуют экспериментальным данным.

Полуэмпирическая циркуляционно-отрывная теория крыла малого удлинения разработана К. К. Федяевским. Нелинейность гидроаэродинамических характеристик крыла данная теория объясняет появлением поперечного отрывного обтекания со скоростью $v_\infty \sin \alpha$ боковых кромок крыла, вызывающего появление на нем нормальной к поверхности S крыла дополнительной силы отрывной природы. Эта сила

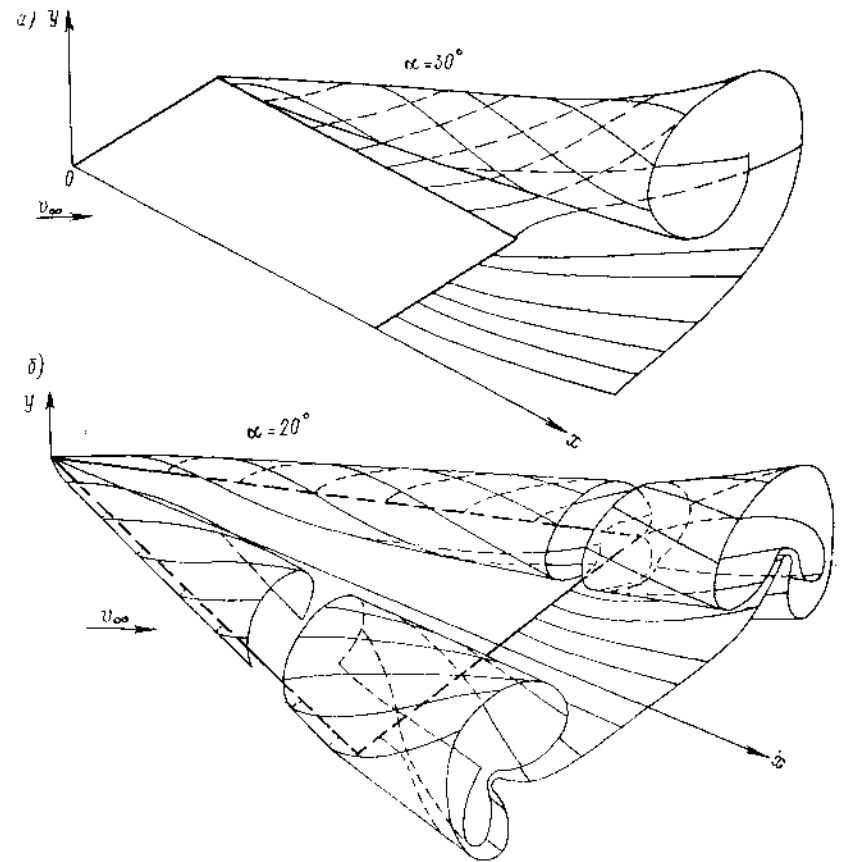


Рис. V.20. Структура вихревой пелены при безотрывном (а) обтекании прямоугольного крыла ($\lambda = 1$; $\alpha = 30^\circ$) и отрывном (б) обтекании треугольного крыла ($\lambda = 1,5$; $\alpha = 20^\circ$).

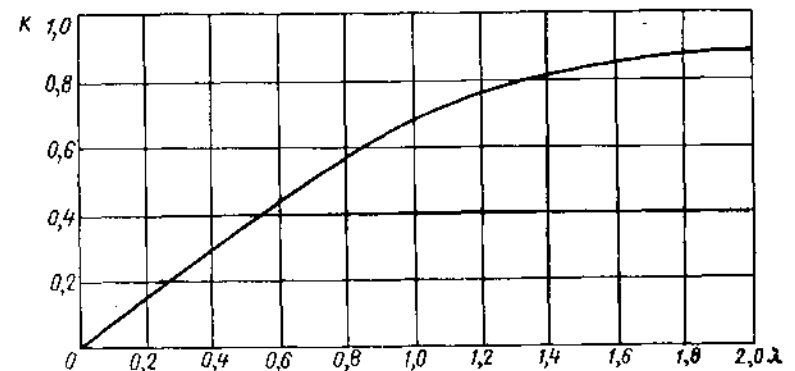


Рис. V.21. Зависимость $k = f(\lambda)$ крыла малого удлинения.

увеличивает C_x , C_y и m_z такого крыла за счет добавок к их значениям, вычисленным по линейной теории [24]. Согласно этой теории

$$C_x = C_V + k \sin^2 \alpha + 2 \sin^3 \alpha; \quad C_y = C_{y.л.т.}^\alpha \sin \alpha + 2 \sin^2 \alpha \cos \alpha;$$

$$m_z = m_{z.л.т.}^\alpha \sin \alpha + \sin^2 \alpha, \quad (V.50)$$

где C_V — коэффициент вязкостного сопротивления профиля крыла, определенный по формуле (11.20) второго раздела; $C_{y.л.т.}^\alpha$ и $m_{z.л.т.}^\alpha$ находят по линейной теории с помощью графиков рис. V.15; коэффициент $k = f(\lambda)$ показан на рис. V.21.

§ 28. ОБТЕКАНИЕ ПЛОСКИХ РЕШЕТОК ПРОФИЛЕЙ

Совокупность идентичных профилей, расположенных одинаково по отношению к некоторой прямой, на равных расстояниях одна от другой, составляет бесконечную плоскую решетку. Эта прямая представляет ось решетки, а расстояние l_p между соседними профилями — ее шаг (рис. V.22). Совокупность профилей, образующих решетку, получается, например, при развертке на плоскость боковой цилиндрической поверхности, рассекающей лопасти гребного винта, пропеллерного насоса, лопасти турбины и т. п.

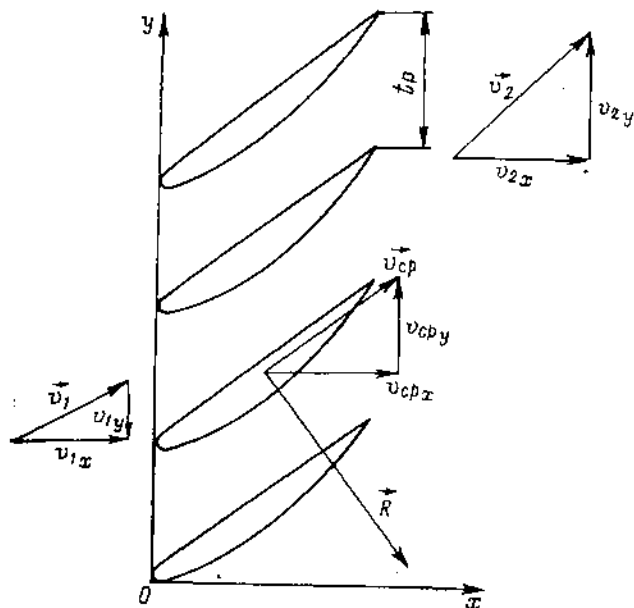


Рис. V.22. Решетка профилей.

Характерным свойством плоской решетки является различие в величине и направлении скорости потока \vec{v}_1 далеко впереди и \vec{v}_2 далеко позади решетки, если циркуляция Γ скорости вокруг ее профилей не равна нулю. Вследствие этого плоская решетка может использоваться в качестве направляющего потока устройства. На профиле решетки при обтекании его установившимся потоком вязкой жидкости возникает гидродинамическая реакция, определяемая по теореме Н. Е. Жуковского для решетки: $|R| = \rho v_{cp} \Gamma$, направленная перпендикулярно вектору \vec{v}_{cp} : $\vec{v}_{cp} = (\vec{v}_1 + \vec{v}_2)/2$. В вязкой жидкости, помимо этой силы возникает сопротивление

профилей [90]. Между компонентами векторов скорости \vec{v}_1 , \vec{v}_2 , \vec{v}_{cp} , а также циркуляцией Γ вокруг профиля существуют следующие зависимости: $v_{1x} = v_{2x} = v_{cp,x}$, $v_{1y} = v_{2y} + \Gamma/(2l_p)$; $v_{2y} = v_{1y} + \Gamma/l_p$, т. е. $\vec{v}_1 \neq \vec{v}_2$, если $\Gamma \neq 0$. Циркуляция Γ определяется с помощью постулата Чаплыгина—Жуковского.

Простейшей схемой решетки служит бесконечный ряд вихрей с одинаковой циркуляцией Γ , имитирующих присоединенные вихри профилей (рис. V.23, а). Характеристическая функция потока такой решетки в плоскости комплексного переменного z

$$w(z) = \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln \frac{\text{sh } \kappa z}{\kappa}, \quad (V.51)$$

где $\kappa = \pi/l_p$.

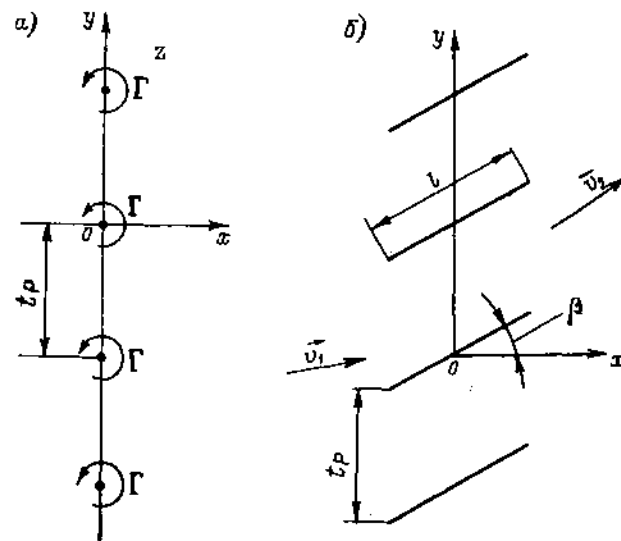


Рис. V.23. Решетка вихрей (а) и пластин (б).

В случае обтекания решетки составленной из плоских пластин, установленных под углом β к оси x (рис. V.23, б), задача обтекания может быть решена при использовании метода конформных отображений. Функция, преобразующая бесконечно-связанную область в плоскости z на один риманов лист многолистной области ζ , имеет вид

$$z = \frac{l_p}{2\pi} \left(\ln \frac{l_1 + \zeta}{l_1 - \zeta} - e^{i2\beta} \ln \frac{\zeta - l/l_1}{\zeta + l/l_1} \right). \quad (V.52)$$

С ее помощью устанавливается соответствие внешности круга единичного радиуса и внешности пластины; точки $z = \pm \infty$ преобразуются в точки $\zeta = \pm l_1$, в которых расположены вихресточники с интенсивностью Γ , Q и $-\Gamma$, $-Q$, где Γ — циркуляция вокруг пластин, а Q — объемный расход между соседними пластинами. При этом

$$\frac{b}{l_p} = \frac{1}{\pi} \left(\cos \beta \ln \frac{1 + l_1^2 + 2l_1 \cos \alpha_0}{1 + l_1^2 - 2l_1 \cos \alpha_0} + 2 \sin \beta \arctg \frac{2l_1 \sin \alpha_0}{l_1^2 - 1} \right), \quad (V.53)$$

где $\text{tg } \alpha_0 = (l^2 - 1) \text{tg } \beta / (l^2 + 1)$. Для редких решеток $l \approx 4l_p/lb$. Циркуляция скорости вокруг пластины в составе такой решетки

$$\Gamma_p = - \frac{4v_{cp} l_p l_1 \sin \alpha^* \cos \alpha_0}{(l_1^2 + 1) \cos \beta}, \quad (V.54)$$

где α^* — угол между v_{cp} и осью y .

Зависимость $K_p = \Gamma_{\text{р}}/\Gamma_{\infty}$ для плоских пластин, где Γ_{∞} — циркуляция вокруг аналогичной пластины в неограниченной жидкости, в функции от параметров решетки β и l_p/b показана на рис. V.24. Как видно из рисунка, влияние решетки может как увеличивать, так и уменьшать циркуляцию вокруг пластины. В случае частой решетки, когда l_p/b мало, $l_1 \approx 1$ и

$$K_p \approx 2l_p/b \cos \beta. \quad (V.55)$$

Для расчета обтекания решетки, состоящей из профилей произвольной формы, можно использовать либо методы, основанные на применении конформных отображений [83, 91], либо на сведения задачи к решению интегрального уравнения [83].

Метод интегральных уравнений основан на замене профиля в решетке вихревым слоем с неизвестной интенсивностью $\gamma(t)$, распределенным по его контуру l ; при этом $\gamma(t)$ равна скорости v_l потока в точках поверхности контура. Вдоль поверхности профиля выполняется условие непротекания, а на его задней острой кромке — постулат Чаплыгина — Жуковского, т. е. $v_l = 0$. Характеристическая функция обтекания произвольного профиля в составе решетки имеет вид

$$\omega(z) = \bar{v}_{c,p} z + \frac{1}{2\pi i} \int_l \frac{d\omega(z_1)}{dz_1} \ln \frac{slz(z \cdot z_1)}{x} dz_1, \quad (V.56)$$

где $|d\omega/dz_1| = v_l$; z_1 — координаты точек поверхности профиля. Выполняя условие постоянства функции тока этого потока вдоль поверхности профиля, учитывая соотношения между v_1 , v_2 , $v_{c,p}$ и Γ , а также, что $\Gamma = - \int_l v_l dl$, можно получить

интегральное уравнение Фредгольма первого рода относительно скорости v_l :

$$\int_L v_l \Psi_p dl + v_1 \cos \alpha_1 y = \left(v_1 \cos \alpha_1 + \frac{1}{2l_p} \int_l v_l dl \right) x = C, \quad (V.57)$$

где ядро уравнения

$$\Psi_p = - \ln \frac{1}{4\pi} \frac{\operatorname{ch} 2\kappa(x - x_1) - \cos 2\kappa(y - y_1)}{2\kappa^2};$$

x, y и x_1, y_1 — координаты точек контура профиля. При решении уравнение (V.57) удовлетворяют в N дискретных точках и заменяют системой алгебраических уравнений. Система уравнений содержит $N - 1$ значений v_{li} (в задней кромке $v_l = 0$) и постоянную C .

По аналогии с расчетом обтекания профиля потоком неограниченной жидкости, можно свести задачу к решению интегрального уравнения Фредгольма второго рода вида (V.27), но с другим ядром:

$$\frac{v_l}{2} - \frac{1}{2\pi} \int_l v_l \frac{\partial}{\partial l} \left[\operatorname{arctg} \frac{\operatorname{tg} \kappa(y - y_1)}{\ln \kappa(x - x_1)} \right] dl = v_1 \cos \alpha_1 \cos(l, x) + v_1 \sin \alpha_1 \cos(l, y) + \frac{1}{2l_p} \int_l v_l dl \cos(l, y). \quad (V.58)$$

Методы решения этого уравнения связаны с рациональным выбором переменной интегрирования и состоят в замене его системой алгебраических уравнений; они рассмотрены в работах Мартинсена, Якоба и др. [61].

§ 29. ТЕОРИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО ДВИЖЕНИЯ КРЫЛА

Для изучения ряда вопросов гидромеханики судов требуется знание нестационарных гидродинамических характеристик крыла в различных случаях его движения. Примерами могут быть поступательные и угловые колебания, работа лопасти гребного винта в неоднородном потоке, движение вблизи искривленной границы раздела сред, разгон из состояния покоя и др. Рассмотрим движение профиля в невязкой несжимаемой жидкости со скоростью поступательного движения $\vec{v}_c = -\vec{i}v_{cx} + \vec{j}v_{cy}$ и с угловой скоростью ω .

Величины v_c и ω будем считать переменными во времени. Начало связанной с профилем системы координат поместим в точку c (рис. V.25). Если циркуляция вокруг профиля Γ изменяется в процессе его нестационарного движения, то за профилем образуется нестационарный вихревой след; интенсивность вихрей этого следа

$$\gamma_c = - \frac{d\Gamma}{ds} = \frac{1}{v_c} \frac{d\Gamma}{dt},$$

где ds — элемент следа. Наличие нестационарного вихревого следа и есть главная особенность обтекания профиля при его нестационарном движении с переменной циркуляцией. Полагая течение потенциальным, найдем выражение для гидродинамического давления, действующего в точках профиля. Используем интеграл Лагранжа (II.10) и будем считать, что жидкость на бесконечности покоится. Тогда

$$p = p_{\infty} - \frac{\rho v^2}{2} - \rho \frac{\partial \varphi}{\partial t}, \quad (V.59)$$

где φ и v — потенциал и скорость абсолютного возмущенного движения жидкости. Структурно потенциал скорости φ в подвижной системе координат может быть представлен в виде

$$\varphi = v_{cx} \varphi_1(x, y) + v_{cy} \varphi_2(x, y) + \omega \varphi_3(x, y) + \Gamma \varphi_4(x, y) + \varphi_5(x, y, t). \quad (V.60)$$

где член φ_5 учитывает влияние следа. Используя эту формулу для потенциала, можно с помощью выражения (V.59) получить

$$p = p_{\infty} + \rho [(v_{cx} - \omega y) v_x + (v_{cy} - \omega x) v_y] - \frac{\rho (v_x^2 + v_y^2)}{2} - \rho \frac{\partial \varphi_5}{\partial t} - \rho (\dot{v}_{cx} \varphi_1 + \dot{v}_{cy} \varphi_2 + \dot{\omega} \varphi_3 + \dot{\Gamma} \varphi_4). \quad (V.61)$$

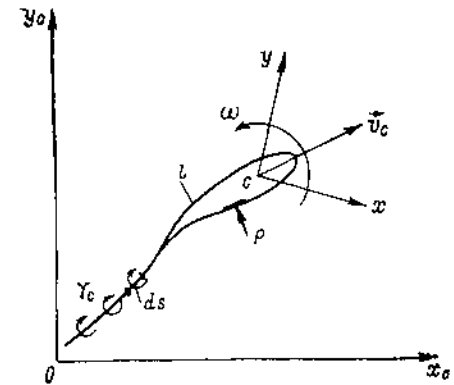


Рис. V.25. Системы осей координат.

Суммарные силы, действующие на контур l профиля:

$$\left. \begin{aligned} X &= - \int_l p dy = - \rho v_{c_y} \Gamma - \rho \omega \int_l x d\varphi + \frac{\rho}{2} \int_l (v_y^2 - v_x^2) dy + \\ &+ \frac{\rho}{2} \int_l 2v_x v_y dx + \rho \int_l \frac{\partial \varphi}{\partial t} dy; \\ Y &= \int_l p dx = \rho v_{c_x} \Gamma - \rho \omega \int_l y d\varphi + \frac{\rho}{2} \int_l (v_y^2 - v_x^2) dx - \\ &- \frac{\rho}{2} \int_l 2v_x v_y dy - \rho \int_l \frac{\partial \varphi}{\partial t} dx, \end{aligned} \right\} (V.62)$$

где

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial \varphi_s}{\partial t} + \varphi_1 \dot{v}_{c_x} + \varphi_2 \dot{v}_{c_y} + \varphi_3 \dot{\omega} + \varphi_4 \dot{\Gamma}; \quad d\varphi = v_x dx + v_y dy.$$

Первые слагаемые формул (V.62) представляют собой проекции силы Жуковского на оси связанной системы координат. Они соответствуют мгновенным значениям v_{c_x} , v_{c_y} и Γ и выражают квазистационарные составляющие сил. Вторые слагаемые — силы, связанные только с вращением профиля; обозначим их X_ω и Y_ω . Они существуют и тогда, когда $\Gamma = 0$. В случае $\varphi_s = 0$ эти силы выражаются через присоединенные массы.

Если воспользоваться представлением $\frac{\partial \varphi}{\partial t} = \frac{\partial \varphi_m}{\partial t} + \varphi_4 \dot{\Gamma} + \frac{\partial \varphi_s}{\partial t}$, где $\varphi_m = v_{c_x} \varphi_1 + v_{c_y} \varphi_2 + \omega \varphi_3$, то части сил, связанные с $\partial \varphi_m / \partial t$, можно записать в виде

$$\left. \begin{aligned} X_{II} &= \rho \int_l \frac{\partial \varphi_m}{\partial t} dy = -\lambda_{11} \dot{v}_{c_x} - \lambda_{12} \dot{v}_{c_y} - \lambda_{13} \dot{\omega}; \\ Y_{II} &= \rho \int_l \frac{\partial \varphi_m}{\partial t} dx = -\lambda_{12} \dot{v}_{c_x} - \lambda_{22} \dot{v}_{c_y} - \lambda_{23} \dot{\omega}, \end{aligned} \right\} (V.63)$$

где $\lambda_{11} = -\rho \int_l \varphi_1 dy$ и т. д. — присоединенные массы крыла. Таким образом, X_{II}

и Y_{II} являются силами инерционной природы, определяемыми присоединенными массами и ускорениями. Эти силы существуют и в случае бесциркуляционного движения профиля.

Члены $\varphi_4 \dot{\Gamma}$ и $\partial \varphi_s / \partial t$ определяются нестационарным вихревым следом за профилем, а также формой последнего. Обозначим соответствующие им силы X_s и Y_s . Предпоследние слагаемые в формулах (V.62) связаны с индукцией вихревого следа на профиле и дают компоненты силы

$$\left. \begin{aligned} X_i &= \frac{\rho}{2} \int_l [(v_y^2 - v_x^2) dy + 2v_x v_y dx]; \\ Y_i &= \frac{\rho}{2} \int_l [(v_y^2 - v_x^2) dx - 2v_x v_y dy], \end{aligned} \right\} (V.64)$$

вектор которой выражается формулой

$$\vec{R}_i = \rho \int_l (\vec{v}_l \times \vec{v}_n) dl, \quad (V.65)$$

где \vec{v}_l — индуктивная скорость, вызываемая вихрями следа на профиле; \vec{v}_n — интенсивность присоединенных вихрей, распределенных по контуру l профиля. Величина \vec{R}_i включает подсаживающую силу. В случае стационарного движения крыла конечного размаха \vec{R}_i дает индуктивное сопротивление. Для пластины бесконечного размаха $Y_i = 0$.

Таким образом, общие выражения для сил, действующих на профиль при нестационарном движении, могут быть записаны в виде

$$\left. \begin{aligned} X &= X_{jh} + X_{II} + X_\omega + X_i + X_s; \\ Y &= Y_{jh} + Y_{II} + Y_\omega + Y_i + Y_s. \end{aligned} \right\} (V.66)$$

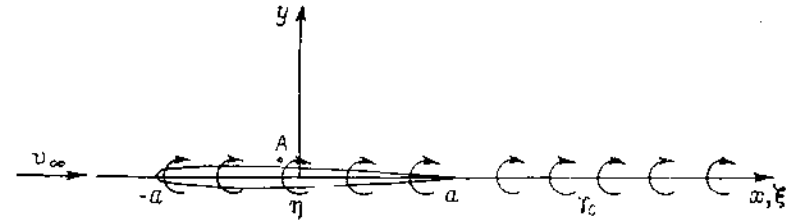


Рис. V.26. Схема обтекания тонкого профиля.

где три последних члена зависят от нестационарного следа. Формула для продольного момента M_z имеет вид

$$M_z = M_k + M_{II} + M_{\Gamma'} + M_i + M_s, \quad (V.67)$$

Здесь M_{II} — момент, соответствующий мгновенным значениям циркуляции и параметров движения (без учета влияния следа); M_{II} определяется присоединенными массами. Три последних члена зависят от влияния нестационарного следа, причем $M_{\Gamma'}$ представляет собой момент силы $\rho \Gamma' \Gamma'$ (Γ' — дополнительная циркуляция, которую надо наложить на профиль, чтобы удовлетворить постулату Чаплыгина — Жуковского при обтекании профиля потоком, создаваемым вихревым следом); M_i и M_s аналогичны членам Y_i и Y_s .

Тонкое крыло бесконечного размаха. Практическое определение давления и сил на профиле в нестационарном движении базируется обычно на той или иной вихревой модели крыла. Наибольшее распространение получили две схемы: Бирбаума — Кюсснера и Кармана — Сирса [58]. Рассмотрим тонкий профиль с хордой $b = 2a$, обтекаемый потоком со скоростью v_∞ . Профиль имеет малый угол атаки α и совершает малые перемещения в поперечном направлении с частотой ν .

Теория Бирбаума — Кюсснера. Профиль заменяется системой вихрей (рис. V.26), расположенных параллельно размаху и имеющих интенсивность $\eta(x, t)$. Поскольку интенсивность η изменяется во времени, то в неподвижной точке A , около которой проходит элементарный вихрь $\eta(x', t')$, изменивший в момент времени t' свою интенсивность на $\Delta \eta$, в силу теоремы Томсона образуется элементарный свободный вихрь

$\Delta \epsilon = - \frac{\partial \eta}{\partial t'} \Delta t$. Предполагается, что свободные вихри в дальнейшем остаются в тех точках пространства, где они образовались. Так как свободные вихри начали образовываться в точке A с момента времени t_0 , когда через нее проходил носик профиля ($-a$), то к моменту времени t , когда точке A будет соответствовать координата x профиля, интенсивность суммарного свободного вихря в этой точке будет $\epsilon(x, t) = - \int_{t_0}^t \frac{\partial \eta(x', t')}{\partial t'} dt'$. Так как профиль смещается относительно свободного вихря

со скоростью v_∞ , то $x' - x = v_\infty (t' - t)$; $t' = t - \frac{x - x'}{v_\infty}$; $dt' = \frac{dx'}{v_\infty}$;

$\epsilon(x, t) = -\frac{1}{v_\infty} \int_{-a}^x \frac{\partial}{\partial t} \eta(x', t - \frac{x-x'}{v_\infty}) dx'$. Интенсивность вихрей следа профиля в момент времени t определяется интегрированием по всей хорде профиля:

$$\gamma_c(\xi, t) = -\frac{1}{v_\infty} \int_{-a}^a \frac{\partial}{\partial t} \eta(x', t - \frac{\xi-x'}{v_\infty}) dx',$$

где ξ — абсцисса вихря в следе.

Для определения интенсивности γ вихрей на хорде, так же, как и в случае стационарного движения, используется условие непротекания, т. е. равенство нулю суммы нормальных составляющих индуктивных скоростей и скорости набегающего потока в точках профиля. Это условие приводит к интегральному уравнению относительно $\gamma = \eta + \epsilon$:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-a}^a \frac{\gamma(x, t) dx}{x_1 - x} + \frac{1}{2\pi} \int_a^\infty \frac{\gamma_c(\xi, t) d\xi}{x_1 - \xi} = v_{\infty n}(x_1, t). \quad (V.68)$$

Решение этого уравнения, как и других аналогичных уравнений теории несущей поверхности, должно удовлетворять определенным краевым условиям [58, 108]. В частности, η должно обращаться в нуль на задней кромке, что обеспечивает выполнение постулата Чаплыгина—Жуковского.

Уравнение (V.68) имеет решение в замкнутом виде для случая, когда величина $v_{\infty n}$ изменяется по гармоническому закону: $v_{\infty n} = \text{Reel} [v_{\infty n}(x) e^{i\omega t}]$. Используя замену переменных $x/a = \cos \epsilon$, $x_1/a = \cos \theta$ и представив η в виде тригонометрического ряда

$$\eta(\theta) = 2a_0 \frac{1 - \cos \theta}{\sin \theta} + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n}{n} \sin n\theta,$$

Кюсснер получил решение в виде

$$\eta(\theta) = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi \left\{ [-\cos \epsilon + C(\text{Sh})(1 + \cos \epsilon)] \frac{1 - \cos \theta}{\sin \theta} - \frac{\sin \theta}{\cos \theta - \cos \epsilon} + \frac{i \text{Sh}}{2} \sin \epsilon \lg \left[\frac{1 - \cos(\epsilon + \theta)}{1 - \cos(\epsilon - \theta)} \right] \right\} v_{\infty n}(\epsilon) d\epsilon. \quad (V.69)$$

Здесь $C(\text{Sh}) = \frac{H_0^{(2)}(\text{Sh})}{H_1^{(2)}(\text{Sh}) + iH_0^{(2)}(\text{Sh})}$ — функция Теодорсена, где $H_0^{(2)}$ и $H_1^{(2)}$ — функции Ганкеля второго рода, $\text{Sh} = va/v_\infty$ — число Струхала. Значения подъемной силы и момента профиля определяют по формулам

$$R_y = -\rho v_\infty \int_{-a}^a \eta(x, t) dx; \quad M_z = -\rho v_\infty \int_{-a}^a \eta(x, t) x dx.$$

Первая из этих формул является обобщением теоремы Жуковского на случай неустановившегося движения тонкого профиля. Характерная особенность схемы Бирнбаума заключается в том, что подъемная сила и момент зависят только от распределения вихрей η , связанных с профилем.

Теория Кармана и Сирса. Предполагается, что полная вихревая интенсивность на профиле γ состоит из двух слагаемых: $\gamma = \gamma_0 + \gamma_1$. Интенсивность γ_0 называется квазистационарной и соответствует значению угла атаки в каждый рассматриваемый момент времени (без учета вихревого следа). Интенсивность γ_1 обусловлена наличием следа.

В силу теоремы Томсона имеется условие

$$\int_{-a}^a \gamma_0(x, t) dx + \int_{-a}^a \gamma_1(x, t) dx + \int_a^\infty \gamma_c(\xi, t) d\xi = 0,$$

где $\gamma_c(\xi, t)$, как и ранее, — интенсивность вихрей следа. Подъемная сила состоит из трех слагаемых:

$$R_y = R_{y0} + R_{y1} + R_{y2}. \quad (V.70)$$

Здесь $R_{y0} = -\rho v_\infty \Gamma_0$ — подъемная сила, вычисляемая по квазистационарному

значению циркуляции; $\Gamma_0 = \int_{-a}^a \gamma(x, t) dx$. Величина $R_{y1} = \rho \frac{d}{dt} \int_{-a}^a \gamma_0(x, t) x dx$ определяется присоединенными массами и ускорением, а R_{y2} — влиянием нестационарного вихревого следа:

$$R_{y2} = -\rho v_\infty a \int_a^\infty \frac{\gamma_c(\xi, t) d\xi}{\sqrt{\xi^2 - a^2}}.$$

Для случая гармонических колебаний профиля формула (V.70) приводится к виду

$$R_y = -\rho v_\infty \int_{-a}^a \left[C(\text{Sh}) - i \text{Sh} \frac{x}{a} \right] \gamma_0(x, t) dx,$$

где $C(\text{Sh})$ — функция Теодорсена.

А. И. Некрасовым [58] сопоставлены результаты, полученные на основе схем Кармана—Сирса и Бирнбаума—Кюсснера. Показано, в частности, что

$$\Gamma_0 + \Gamma_1 = \Gamma_\eta + \Gamma_\epsilon \quad (V.71)$$

и что формулы для сил и моментов приводятся к одному и тому же виду.

Укажем иную форму выражений для сил, когда составляющие разделены в зависимости от точки их приложения на профиле:

$$R_y = R_{yv} + R_{yh} + R_{yh}. \quad (V.72)$$

Слагаемое $R_{yv} = 2\pi C(\text{Sh}) b \alpha \frac{\rho v_\infty^2}{2}$ включает силу Жуковского и силу, обусловленную следом. Она приложена в переднем фокусе, т. е. на $1/4$ хорды от носика. Через α обозначен мгновенный угол атаки в этой точке (он может изменяться по хорде при сложном движении). Сила $R_{yh} = -\frac{\pi \rho b^2}{4} \frac{d^2 y}{dt^2}$ определяется присоединенной массой и ускорением $d^2 y/dt^2$ в середине хорды, где и приложена. Возникновение силы $R_{yh} = \frac{\pi \rho}{4} b^2 \omega v_\infty$ обусловлено угловой скоростью ω ; она приложена в заднем фокусе ($3/4$ хорды от носика). Кроме суммы указанных сил на профиль будет действовать момент $M_z = \frac{\pi \rho}{128} b^4 \frac{d\omega}{dt}$.

Тонкое крыло конечного размаха. Рассмотрим прямоугольную пластину конечного размаха, считая циркуляцию присоединенных вихрей постоянной по размаху. Тогда модель пластины будет состоять из П-образных вихрей, свободные части которых сходятся в торцов крыла. Если использовать схему Бирнбаума, то при изменении интенсивности связанных с крылом П-образных вихрей будут образовываться свободные П-образные вихри, смещающиеся по потоку со скоростью v_∞ .

Условие непротекания в продольном сечении крыла имеет вид

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-a}^a \frac{K\gamma(x, t)}{x_1 - x} dx + \frac{1}{2\pi} \int_a^{\infty} \frac{K_1\gamma_c(\xi, t)}{x_1 - \xi} d\xi + v_{in}(x_1, t) = v_{\infty n}(x_1, t), \quad (V.73)$$

Коэффициенты K и K_1 в этой формуле отражают конечность размаха поперечных присоединенных и поперечных свободных вихрей, член v_{in} дает нормальную составляющую

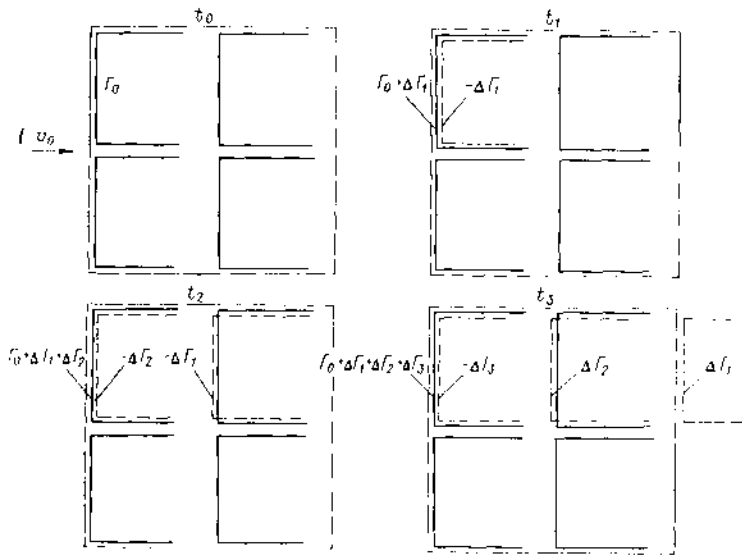


Рис. V.27. Вихревая модель крыла конечного размаха: изменение циркуляции П-образных вихрей и их положение в различные моменты времени.

влияющую индуктивной скорости от свободных продольных вихрей. Для среднего по размаху продольного сечения крыла

$$K = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{x_1 - x}{b}\right)^2 + 1}}; \quad K_1 = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{x_1 - \xi}{b}\right)^2 + 1}};$$

$$v_{in}(x_1, t) = \frac{1}{2\pi\lambda} \operatorname{Recl} \left[e^{i\omega t} \int_{-1}^1 \eta^*(x) e^{i \operatorname{Sh}(x - x_1)} F \left(\operatorname{Sh}, \frac{x - x_1}{\lambda} \right) dx \right].$$

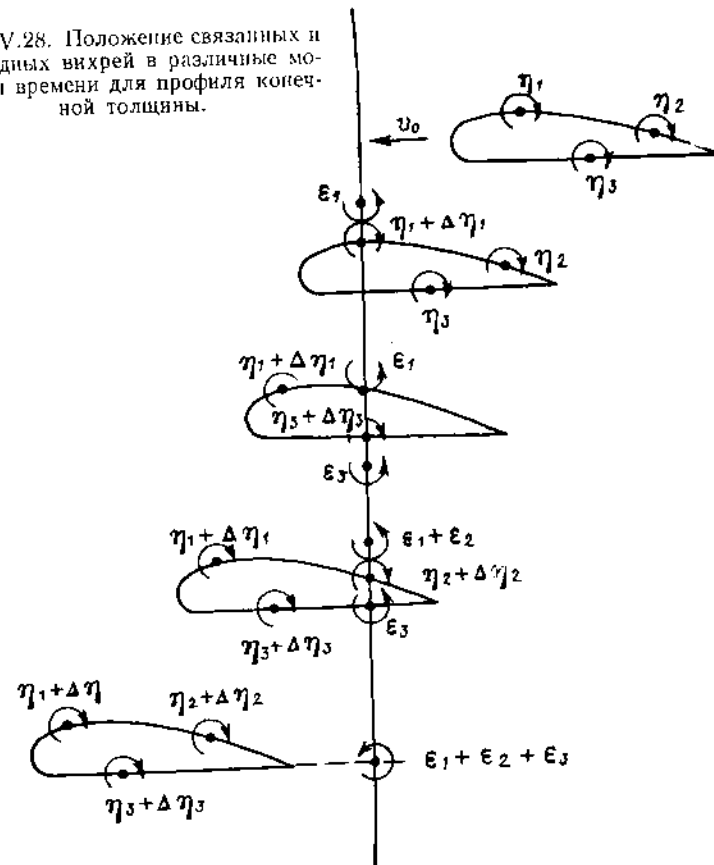
Последнее выражение соответствует случаю гармонических колебаний $\eta = \operatorname{Recl} \{ \eta^* e^{i\omega t} \}$. В случае переменной по размаху циркуляции свободные вихри будут сходиться с крыла также по всему размаху, и в формуле для v_{in} величину η^* следует заменить на $\partial\eta^*/\partial z$, поскольку поперечные и продольные свободные вихри в каждый момент времени должны образовывать замкнутую систему. Кроме того, v_{in} будет зависеть от поперечной координаты z . Решение основного интегрального уравнения (V.73) тонкого крыла конечного размаха можно получить в квадратурах методом последовательных приближений, приняв ряд упрощающих предположений.

Схема тонкого крыла с переменной циркуляцией по размаху наглядно интерпретируется как распределение по площади крыла элементарных П-образных вихрей. Рис. V.27 иллюстрирует эту схему в варианте Бирибаума. Такое представление удобно при форме крыла в плане, отличной от прямоугольной. В этом случае реше-

ние основного интегрального уравнения выполняется численными методами с соблюдением необходимых краевых условий.

Профиль конечной толщины. Если необходимо рассмотреть нестационарное обтекание профиля с учетом телесности, он заменится вихрями интенсивностью $\eta(s, t)$, распределенными по всему его контуру. Следуя схеме Бирибаума, предположим, что при изменении интенсивности η в точках пространства, мимо которых

Рис. V.28. Положение связанных и свободных вихрей в различные моменты времени для профиля конечной толщины.



движется крыло, образуются свободные вихри $\Delta\epsilon = \frac{\partial\eta}{\partial t} \Delta t$ (рис. V.28). Эти вихри,

обогнув профиль, пополняют вихревой след, не изменяя далее своего положения в пространстве. Конфигурацию следа, из условия его плавного схода с контура, можно рассматривать как тупую линию тока в стационарном движении.

На основе рассуждений, аналогичных приведенным выше для пластины, получим следующее интегральное уравнение:

$$\frac{1}{2\pi} \int_l \frac{\eta(s, t) + \epsilon(s, t)}{r(s, s_1)} ds + \frac{1}{2\pi} \int_a^{\infty} \frac{\gamma_c(\xi, t)}{r_1(\xi, s_1)} d\xi = v_{\infty n}(s_1, t). \quad (V.74)$$

Здесь s, ξ — координаты вихрей контура и следа; s_1 — координата точки, где выполняется условие непротекания; r, r_1 — расстояния между вихрями контура (следа) и точками s_1 .

В случае гармонических колебаний

$$v_{\infty n} = \text{Reel} [v^*(s_1) e^{iVt}]; \quad \eta(s, t) = \text{Reel} [\eta^*(s) e^{iVt}].$$

Решение исходного уравнения после сокращения на множитель e^{iVt} может быть получено численными методами, используемыми в задачах о стационарном движении. Распределение давления находят с помощью интеграла Лагранжа.

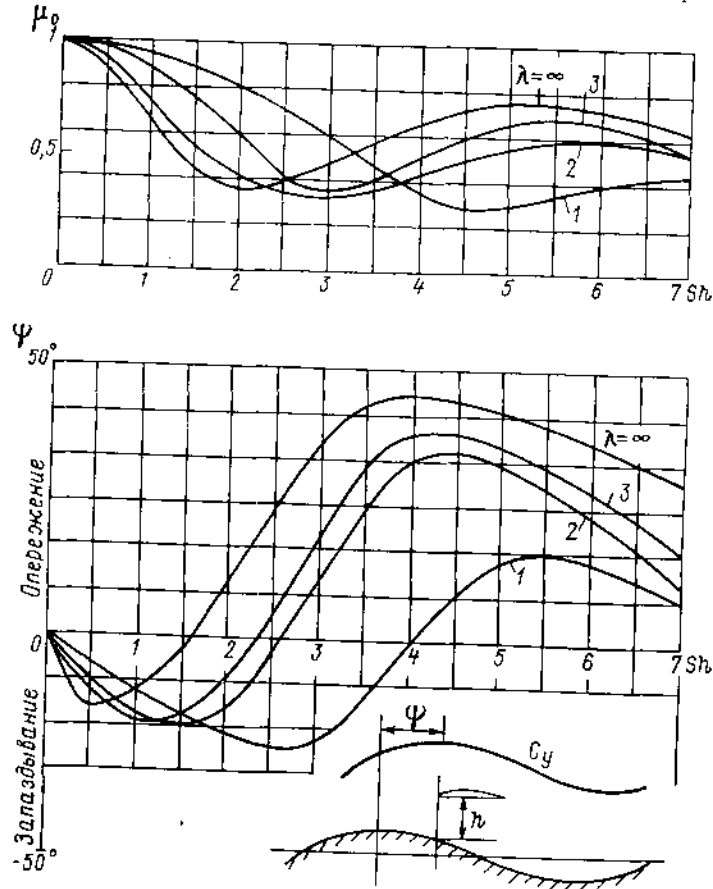


Рис. V.29. Относительный коэффициент подъемной силы крыльев различного удлинения при движении над взволнованной поверхностью $\mu_0 = C_y / C_{y, \text{нр}}$; ψ — фазовый угол C_y относительно профиля волны, h — текущая высота над границей, $Sh = \omega_k b / v_{\infty}$ (ω_k — кажущаяся частота волны).

Движение над взволнованной поверхностью раздела. Влияние плоской недеформируемой границы раздела при нестационарном движении крыла моделируется, как и в стационарных задачах, зеркально отображенной системой вихревых особенностей, заменяющих реальное крыло. Если крыло движется над взволнованной поверхностью моря, то его характеристики будут нестационарными даже в случае прямолинейного равномерного движения крыла с постоянным углом атаки. К граничным условиям на поверхности крыла необходимо добавить условие непротекания

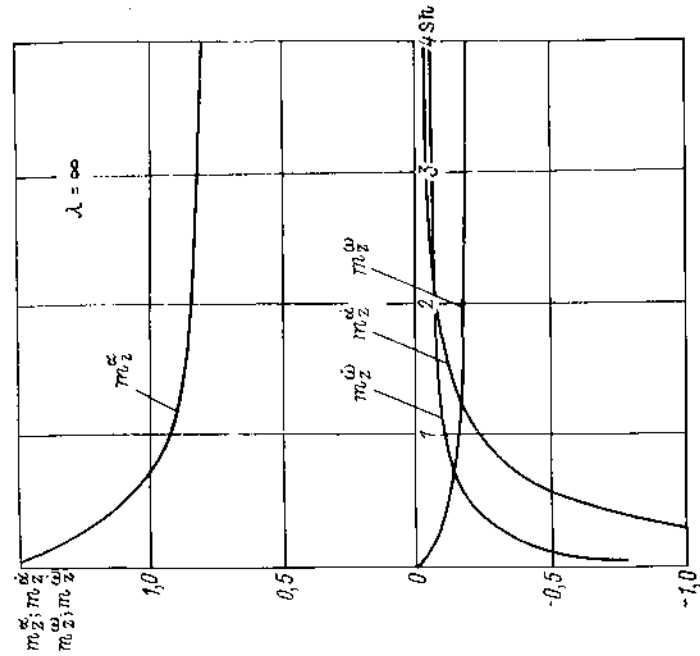


Рис. V.31. Коэффициенты гидродинамических производных продольного момента крыла бесконечного размаха в зависимости от числа Струхала ($Sh = \omega b / v_{\infty}$).

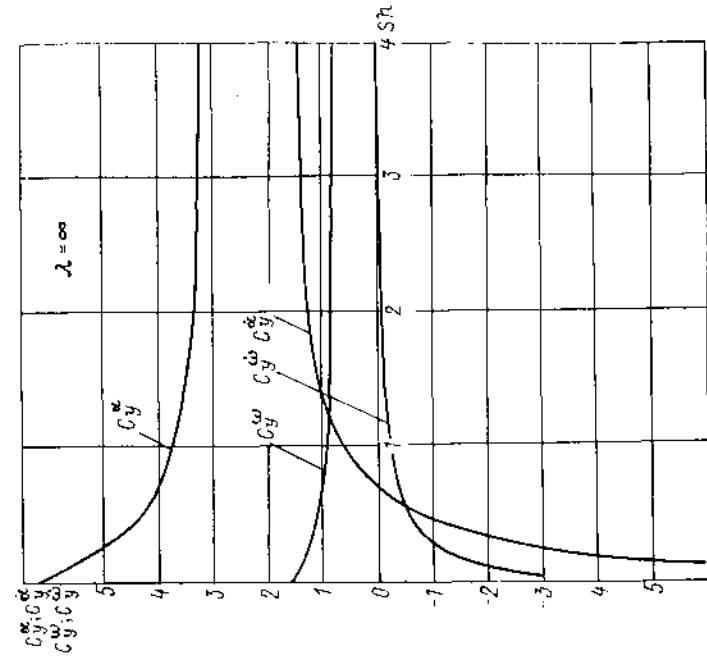


Рис. V.30. Коэффициенты гидродинамических производных подъемной силы крыла бесконечного размаха в зависимости от числа Струхала ($Sh = \omega b / v_{\infty}$).

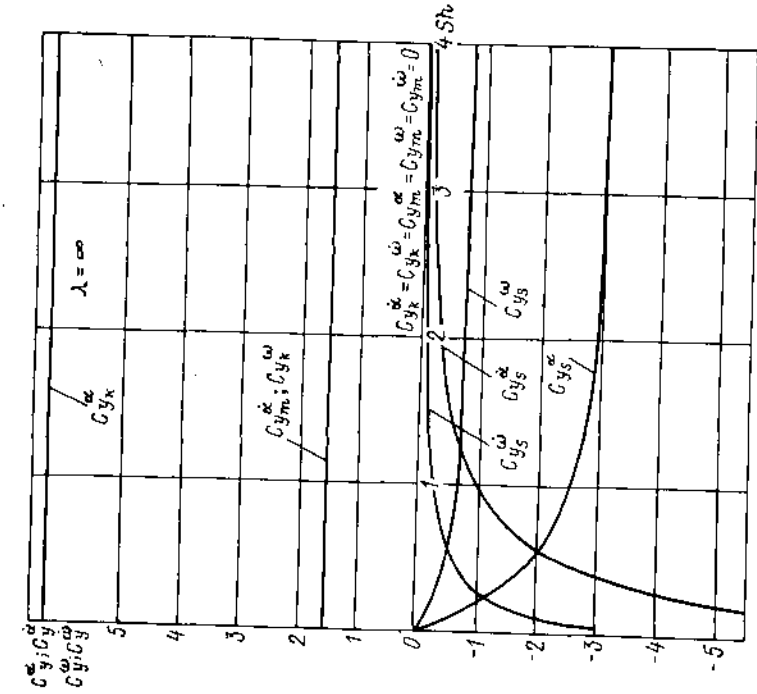


Рис. V.32. Составляющие коэффициентов гидродинамических производных подъемной силы крыла бесконечного размаха в зависимости от числа Струхали; $C_{y\dot{\alpha}} = C_{y\dot{\omega}} + C_{y\ddot{\alpha}} + C_{y\ddot{\omega}}$

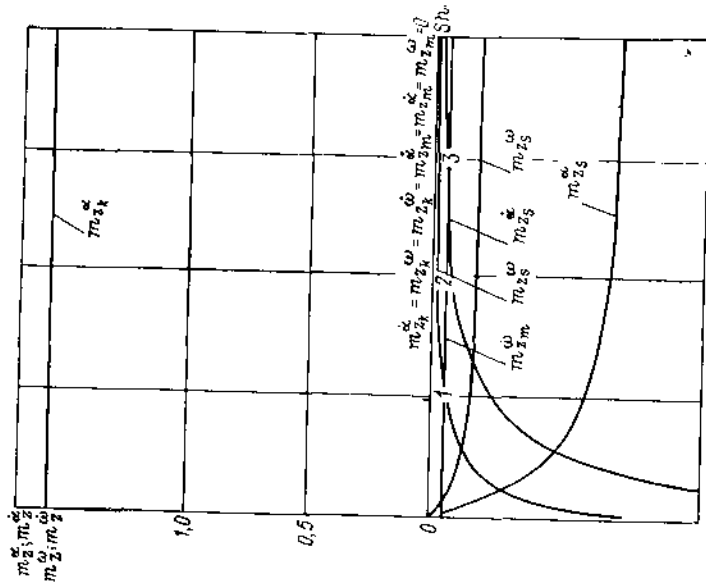


Рис. V.33. Составляющие коэффициентов гидродинамических производных продольного момента крыла бесконечного размаха в зависимости от числа Струхали; $m_{z\dot{\alpha}}^{\omega} = m_{z\dot{\omega}}^{\alpha} + m_{z\ddot{\alpha}}^{\omega} + m_{z\ddot{\omega}}^{\alpha}$

Таблица V.1. Гидродинамические характеристики прямоугольных крыльев различного удлинения при малых числах $Sh = \omega b / v_{\infty}$

λ	$C_{y\alpha}^{\omega}$	m_z^{α}	$C_{y\dot{\alpha}}^{\omega}$	$m_z^{\dot{\alpha}}$	$m_{x_1}^{\dot{\alpha}}$
0,25	0,4191	0,1759	0,1759	-0,0712	-0,0279
0,5	0,8271	0,3126	0,3126	0,1101	-0,0558
1,0	1,5547	0,5071	0,5071	0,1351	-0,1112
1,5	2,1440	0,6450	0,6450	-0,1349	-0,1646
2,5	2,9970	0,8345	0,8345	0,1194	-0,2611
5	4,1350	1,0840	1,0840	-0,0839	-0,4392
10	5,0220	1,2800	1,2800	-0,0484	-0,6354

λ	$C_{y\alpha}^{\dot{\alpha}}$	$m_z^{\dot{\alpha}}$	$C_{y\dot{\alpha}}^{\dot{\alpha}}$	$m_z^{\dot{\alpha}}$	$m_{x_1}^{\dot{\alpha}}$
0,25	0,3495	0,0022	0,0022	-0,0188	-0,2001
0,5	0,6050	0,0027	0,0027	-0,0299	-0,1940
1,0	0,8585	0,0134	-0,0134	-0,0431	-0,1757
1,5	0,8675	-0,0566	-0,0566	-0,0585	-0,1571
2,5	0,5012	-0,1945	-0,1945	-0,0971	-0,1225
5	-0,9656	-0,5947	-0,5947	-0,1989	-0,0594
10	-3,3840	-1,2060	-1,2060	0,3498	0,0001

ния на искривленной поверхности раздела S_p , которую можно в первом приближении считать недеформируемой:

$$\frac{d\varphi}{dn} = -v_n^*(S_p), \quad (V.75)$$

где v_n^* — нормальная к поверхности раздела составляющая скорости, обусловленной наличием крыла, включая его нестационарный след. Условие (V.75) можно выполнить, распределяя простой слой источников $\sigma_1(S_p)$ по границе раздела. Для определения σ_1 служит интегральное уравнение

$$\frac{\sigma_1}{2} + \frac{1}{4\pi} \int_{S_p} \sigma_1 \frac{\cos(\theta, r)}{r^2} dS = v_n^*(S_p), \quad (V.76)$$

где r — расстояние между источниками и точками на крыле. Решая это уравнение совместно с уравнением типа (V.73) непротекания на поверхности крыла (с учетом индуктивной скорости от зеркально отображенной системы), можно получить распределение вихревой плотности по поверхности крыла и его гидродинамические характеристики.

На рис. V.29 показаны результаты расчетов М. Н. Аввакумова по приведенной схеме. Они иллюстрируют влияние параметров волн на амплитуду и фазу коэффициента подъемной силы крыльев различного удлинения.

Практическое использование результатов теории нестационарного движения крыла обычно базируется на представлении [см. формулы (V.12)] его характеристик в виде линейной части разложения гидродинамических сил и моментов в ряд по кинематическим параметрам движения. Многочисленные расчеты этих коэффициентов выполнены С. М. Белоцерковским и его сотрудниками [14]. Зависимость коэффициентов гидродинамических производных от числа Струхала для тонкого крыла бесконечного размаха приведена на рис. V.30 и V.31. Рис. V.32 и V.33 иллюстрируют влияние числа Струхала на составляющие подъемной силы и момента — квазистационарную, инерционную и обусловленную подъемной силой и момента хорды. Влияние плоской границы раздела показано на рис. V.34.

Коэффициенты гидродинамических производных при малых числах Струхала, соответствующие прямоугольным крыльям различного удлинения, приведены в табл. V.1. Для прямоугольных крыльев весьма малого удлинения и при малых числах Струхала коэффициенты гидродинамических производных выражаются следующими формулами:

$$\left. \begin{aligned} C_y^{\alpha} &= \pi\lambda/2; & C_y^{\dot{\alpha}} &= \pi\lambda/2; & C_y^{\ddot{\alpha}} &= \pi\lambda/4; & C_y^{\alpha\dot{\alpha}} &= 0; \\ m_2^{\alpha} &= -\pi\lambda/4; & m_2^{\dot{\alpha}} &= 0; & m_2^{\ddot{\alpha}} &= -\pi\lambda/8; & m_2^{\alpha\dot{\alpha}} &= -\pi\lambda/24. \end{aligned} \right\} \quad (V.77)$$

Все эти данные соответствуют положению начала координат на середине хорды. Приведенные выше примеры решения нестационарных задач базировались на вихревых моделях крыла. Распространены также, особенно за рубежом, схемы с использованием других гидродинамических особенностей, например диполей [101].

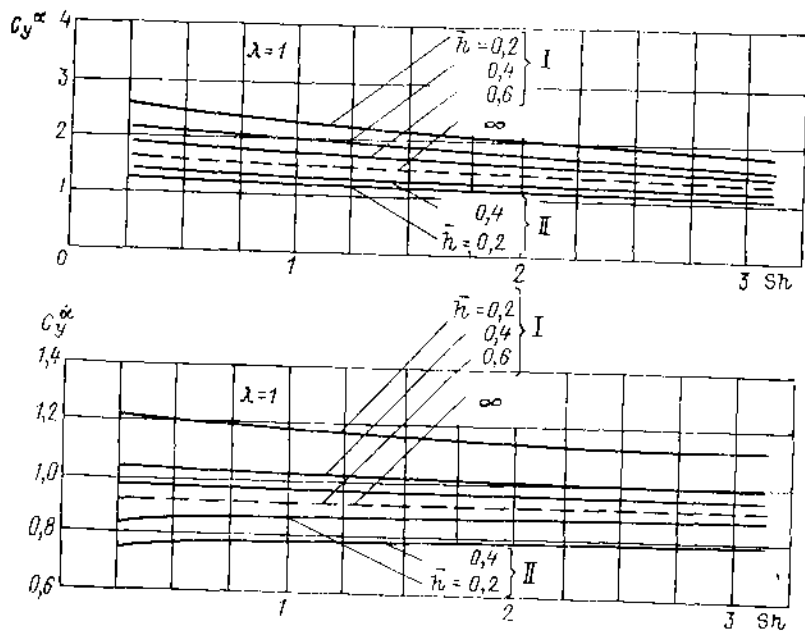
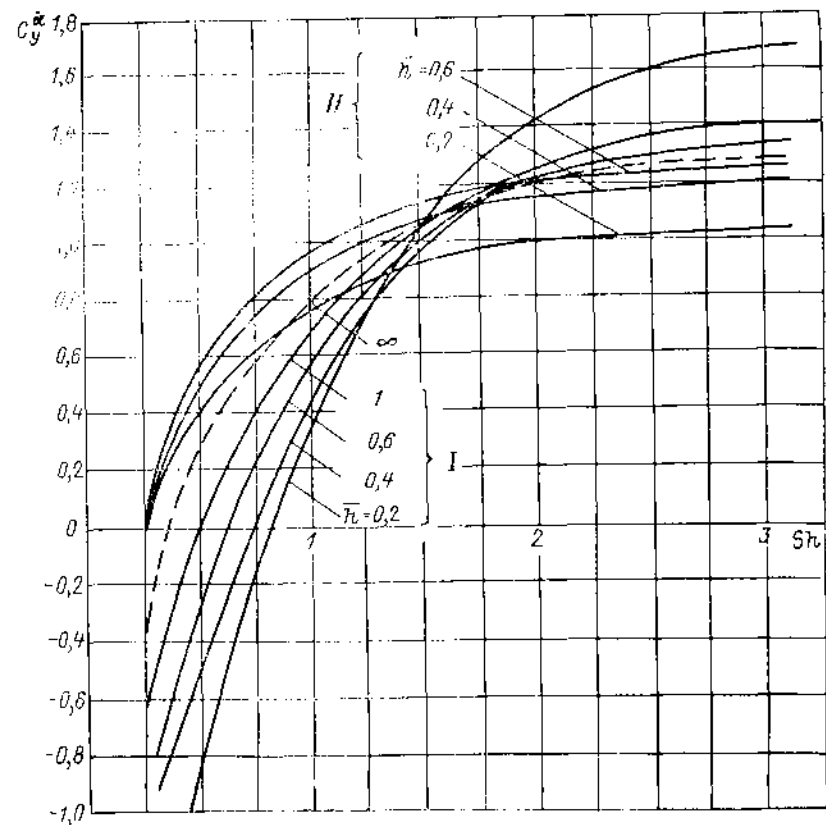
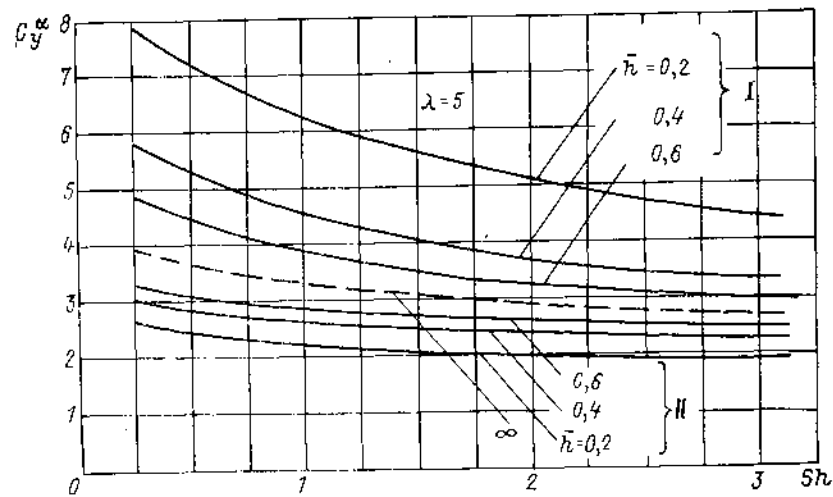


Рис. V.34. Коэффициенты гидродинамических производных крыльев различного удлинения над плоским экраном (I) и под свободной поверхностью (II); $\bar{h} = h/b$ — безразмерное расстояние от поверхности раздела.



Продолж. рис. V.34 ($\lambda = 5$).

§ 30. ПРИРОДА КАВИТАЦИИ И ЕЕ ВИДЫ

Возникновение кавитации связано с появлением разрывов сплошности жидкости. В местах нарушения сплошности появляются полости (каверны), заполненные парами жидкости и газами. Каверны возникают при понижении давления в жидкости до некоторого предела или при ее нагревании. Они могут также возникнуть вследствие выделения газов каким-либо газообразующим источником в пространство, заполненное жидкостью, или же при подаче газа извне (например, при подводном газовойхлопе на судах).

Кавитация судовых конструкций приводит в большинстве случаев к отрицательным явлениям: например, снижению коэффициента полезного действия двигателей, их эрозии, снижению подъемной силы и увеличению гидродинамического сопротивления рулей и подводных крыльев, повышению вибрации корпуса судна вследствие кавитации гребных винтов, возникновению кавитационного шума и т. п. Кавитация, создаваемая искусственно путем подачи газа извне к поверхности корпуса судна или выступающих частей, может быть использована для получения положительных эффектов: например, для снижения гидродинамического сопротивления судов, управления подъемной силой подводных крыльев и т. п. Ниже рассмотрены процессы возникновения и развития так называемой гидродинамической кавитации, обусловленной понижением давления в жидкости при обтекании различных тел.

В чистых жидкостях связь между молекулами является настолько прочной, что для ее разрыва согласно теоретическим данным необходимо прикладывать растягивающие напряжения порядка нескольких десятков тысяч ньютонов на квадратный сантиметр. В большинстве же практически важных случаев разрыв часто возникает даже при положительных значениях давления, близких к значениям давления ее насыщенных паров. Основная причина большого снижения прочности жидкости — наличие в ней пересорбированных газов.

Газовые включения при рассмотрении кавитационных процессов называют ядрами кавитации. Если предположить, что ядра имеют форму сферических газовых пузырьков, то их радиус оценивается величиной порядка 10^{-6} – 10^{-4} м. Ядра в потоке кавитационных и гидродинамических труб могут быть значительно больших размеров.

Ядра кавитации под действием сил, обусловленных давлением заключенного в них газа, поверхностным натяжением и статическим давлением в потоке, могут находиться в состоянии равновесия и перемещаться вместе с частицами жидкости. Попав же в зону пониженного давления, они начинают увеличиваться в размерах.

Если давление понижается сравнительно медленно, то объем газового пузырька (ядра) растет также медленно за счет его расширения под действием пониженного давления и диффузии газа внутрь пузырька из окружающей жидкости. Такое явление принято называть газовой кавитацией.

При быстром и большом понижении давления устойчивое равновесие пузырька может нарушиться. Тогда он будет расширяться очень быстро, «взрывоподобно», достигая максимальной величины за время порядка 10^{-8} с. Вследствие медленного развития диффузии за это время внутрь пузырька попадет лишь незначительное количество газа из окружающей жидкости, и каверна, достигшая максимального размера, будет заполнена в основном паром жидкости. В процессе развития кавитации в потоке, обтекающем твердые тела, возможны оба отмеченные выше случая роста пузырьков из ядер.

Для характеристики степени развития кавитации используют безразмерный параметр — число кавитации

$$\sigma = \frac{p_{\infty} - p_k}{\rho v_{\infty}^2 \cdot 2}, \quad (VI.1)$$

где p_{∞} и p_k — соответственно статическое давление в невозмущенном потоке и некоторое характерное давление; ρ — плотность жидкости; v_{∞} — скорость невозмущенного потока.

Как следует из формулы (VI.1), число кавитации можно изменять за счет изменения v_{∞} при постоянном значении p_{∞} или изменения p_{∞} при постоянном v_{∞} , а также в результате одновременного изменения обоих параметров. В лабораторных условиях при опытах в гидродинамических и кавитационных трубах низкие значения σ достигаются в основном уменьшением p_{∞} , по сравнению с атмосферным давлением.

Если под p_k подразумевать напряжение, характеризующее кавитационную прочность жидкости, то число кавитации будет отражать условия в невозмущенном потоке (статическое давление и скорость), при которых возникает кавитация. Соответствующее число кавитации называют критическим. При рассмотрении так назы-

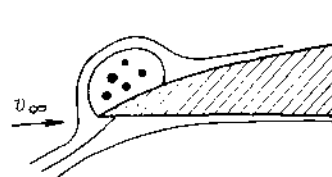


Рис. VI.1. Зона локального отрыва потока вблизи носка профиля.

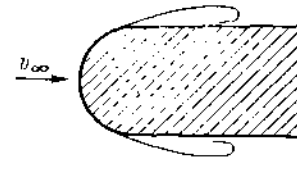


Рис. VI.2. Присоединенная каверна в носовой оконечности полутела.

ваемых развитых кавитационных течений в качестве p_k принимают давление в каверне, которое в большинстве случаев имеет порядок давления насыщенных паров жидкости (см. табл. 1.1).

Характер возникновения и развития кавитации существенно зависит от наличия в потоке ядер кавитации и от распределения скорости и давления в потоке, обтекающем тело. Возникающие разные виды кавитации различаются структурой границ каверн и гидродинамическим воздействием каверн на течение. Ниже рассмотрены картины кавитационного обтекания тел в трех случаях, а именно, когда в докавитационном режиме на поверхности тела имеются зоны локального отрыва пограничного слоя, зоны развитого отрыва и когда отрывов пограничного слоя нет. Эти случаи позволяют составить представление практически о всех видах кавитации при обтекании тел.

С возникновением зон локального отрыва пограничного слоя на практике чаще всего приходится встречаться при обтекании тонких крыльев с малыми углами атаки, тел, имеющих участки с сильным изменением кривизны поверхности вдоль линии тока и т. п. В результате отрыва пограничного слоя и последующего его присоединения к поверхности тела образуются так называемые отрывные «пузыри», локализованные в зонах большой протяженности. Внутри пузыря находится вихрь, положение которого по отношению к поверхности тела остается с течением времени практически неизменным.

Поскольку вблизи оси вихря давление оказывается пониженным по сравнению с другими областями течения, то кавитация чаще всего возникает именно там вследствие роста ядер кавитации до видимых глазом размеров. На рис. VI.1 схематически показана носовая часть профиля крыла и зона локального отрыва вблизи его носка. Сечение кавитационных пузырьков изображено в виде темных точек. По мере понижения числа кавитации давление, и в некоторый момент они сливаются в единую каверну, передняя часть границы которой присоединяется к телу, а в ее хвостовой части образуется возвратная струйка. Такая каверна называется присоединенной. На рис. VI.2 схематически показана присоединенная каверна, образовавшаяся на полутеле со сферической головкой. При дальнейшем уменьшении числа кавитации размеры каверны увеличиваются, а кавитационное течение до некоторого момента качественных изменений не претерпевает.

При некоторых значениях чисел кавитации течение может приобретать сугубо нестационарный характер. Каверна начинает периодически разрушаться; от нес-

отделяются большие пузыри, соизмеримые с самой каверной. На крыльях таких режимов наблюдаются при длине каверны, равной приблизительно половине хорды. На несущих телах указанные режимы существенно зависят от формы тела. Но и том и в другом случае сугубо нестационарные режимы наблюдаются при так называемой частичной кавитации, т. е. при такой длине каверны, когда хвостовая часть из закрывается в пределах тела. При наступлении суперкавитации, характеризующейся замыканием хвоста каверны вне тела вниз по потоку, вновь наступает сравнительно стационарный режим течения.

Развитие кавитации в свободных вихрях крыла конечного размаха в начальных стадиях происходит так же, как в зонах локального отрыва пограничного слоя, т. е. путем роста пузырьков в центрах вихрей. В последующих стадиях пузырьки сливаются в единую каверну, имеющую поперечное сечение, близкое к поперечному сечению кругового цилиндра. Каверна простирается от конца крыла вниз по потоку. При этом головная часть ее может замыкаться непосредственно на крыле или же находится на некотором расстоянии от его конца (рис. VI.3). По мере понижения числа кавитации диаметр каверны возрастает.

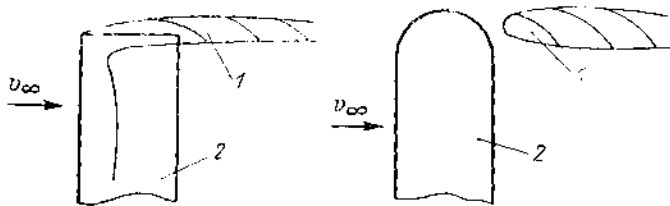


Рис. VI.3. Кавитация в свободных вихрях крыла конечного размаха. 1 — каверна; 2 — крыло.

В случае развитого отрыва пограничного слоя, который наблюдается при обтекании таких тел, как диск, шар, конус образуются вихри. Они сносятся вниз по потоку, образуя вихревой след. Ядра кавитации в потоке вырастают до видимых размеров в центральных областях указанных вихрей, где давление понижено. По мере уменьшения числа кавитации общий объем газовых пузырьков в зоне отрыва пограничного слоя и вихревого следа за телом увеличивается до тех пор, пока не образуется единая присоединенная каверна.

В случае обтекания тел с плавным распределением давления, когда в докавитационном режиме нет отрыва пограничного слоя, кавитация может возникать и развиваться двояким образом, в зависимости от размера и количества ядер кавитации, содержащихся в набегающем потоке.

Если в набегающем на тело потоке нет достаточно крупных ядер кавитации, то в докавитационном режиме на поверхности тела может существовать отрицательное давление, достигающее иногда больших значений по абсолютной величине. В этом случае при некотором значении числа кавитации возникает сразу присоединенная каверна значительного размера. При повышении числа кавитации она внезапно исчезает. Таким образом, наблюдается кавитационное течение со скачкообразным процессом возникновения и исчезновения присоединенной каверны.

Если в потоке имеются достаточно крупные ядра кавитации, то при режимах течения, предшествующих возникновению присоединенной каверны, может появиться так называемая пузырьковая кавитация. Начальная ее стадия характеризуется возникновением вблизи поверхности тела в области минимума давления кавитационных пузырьков приблизительно сферической формы, вырастающих за очень короткое время. Пузырьки сносятся потоком, обтекающим тело, в область повышенного давления, где складываются, производя характерный шум. По мере уменьшения числа кавитации количество кавитационных пузырьков вблизи поверхности тела увеличивается. На рис. VI.4 показаны кавитационные пузырьки вблизи поверхности крыла для достаточно глубокой стадии пузырьковой кавитации. При некотором значении числа кавитации возникает присоединенная каверна; она не всегда хорошо просматривается сквозь слой воды, заполненный кавитационными пузырьками, которые образуются вверх по потоку от головной части этой каверны.

При дальнейшем снижении числа кавитации размеры присоединенной каверны растут, а область, занятая пузырьками, уменьшается до тех пор, пока не исчезнет совсем.

В процессе обтекания тел с плавными обводами при достаточно больших значениях чисел Re первые всплески пузырьковой кавитации иногда наблюдаются в зоне перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный.

Рассмотренные выше различные случаи кавитационного обтекания тел позволяют выделить четыре основных вида кавитации:

1) кавитация в вихрях;

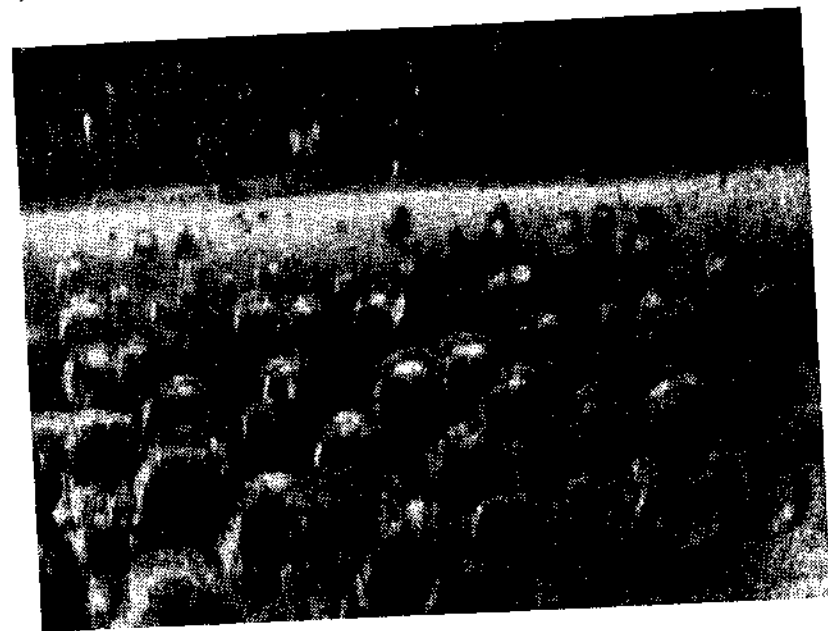


Рис. VI.4. Кавитационные пузырьки вблизи поверхности крыла.

2) кавитационные течения с присоединенной каверной, которые в дальнейшем будут называться развитыми;

3) нестационарные кавитационные течения с периодическими разрушениями границы каверны;

4) пузырьковая кавитация.

Физическая картина возникновения кавитации в вихрях ясна и описана выше. Однако надежных методов определения критического числа кавитации, характеризующего момент ее возникновения, пока нет.

В настоящее время разработана математическая модель та называемой «идеальной» кавитации, удовлетворительно отображающая развитие кавитационные течения. Указанная модель, а также основанные на ней расчетные методы приведены в § 31. Методов расчета нестационарных кавитационных течений с периодическими разрушениями границ каверны пока нет. Однако для большого числа практически важных случаев можно определить расчетным путем значения чисел кавитации, при которых образуются сугубо нестационарные течения вследствие разрушения границ каверны развитой кавитации на режимах, когда последняя оказывается мало устойчивой в целом, т. е. когда малым изменениям (возмущениям) числа кавитации соответствуют большие изменения геометрических параметров каверны. Эти режимы можно установить в результате анализа расчетной зависимости от числа

кавитации длины каверны, поскольку она наиболее чувствительна к изменению числа кавитации по сравнению с другими ее геометрическими характеристиками. В качестве примера на рис. VI.5 приведена указанная зависимость для профиля в виде плоской пластины, справедливая для малых углов атаки. По оси ординат отложены значения длины каверны в долях длины пластины, а по оси абсцисс — значения отношения угла атаки к числу кавитации. Точка пересечения штриховой линии

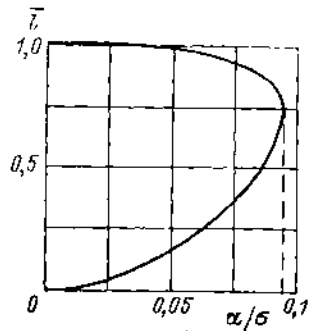


Рис. VI.5. Зависимость относительной длины каверны l от числа кавитации для плоской пластины.

с осью абсцисс соответствует значению числа кавитации, при котором каверна разрушается. В действительности режиму разрушения соответствует некоторый диапазон изменения чисел кавитации, лежащих слева и справа от точки пересечения.

Нестационарные кавитационные течения наблюдаются также при обтекании тел с развитой зоной отрыва пограничного слоя, когда кавитация первоначально возникает в вихрях. В этом случае существуют переходные режимы от вихревой кавитации к развитой. Они характеризуются короткими кавернами, границы которых периодически разрушаются мощными возвратными струйками, образующимися в их хвостовых частях. Механизм разрушения каверн ясен, но расчетные методы определения диапазона чисел кавитации, характерных для указанных режимов, пока не созданы.

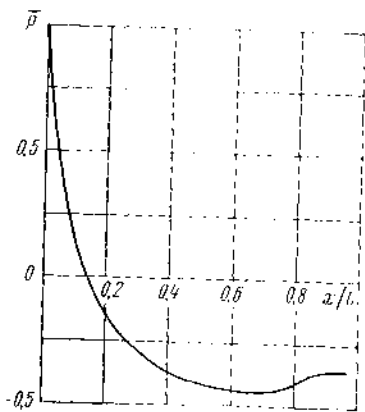


Рис. VI.7. Распределение коэффициента давления вдоль поверхности эллипсоида вращения.

с помощью общепринятой модели идеальной кавитации, согласно которой в точках отрыва границы каверны от тела совпадают касательные к поверхности тела и границе каверны, а в каверне давление имеет постоянное значение и достигает своего минимума. Последнее допущение носит название принципа Бриллюэна и служит для определения положения точек отрыва границы каверны при обтекании тел с плавными обводами [15].

В действительности вследствие влияния капиллярности и вязкости жидкости картина течения в окрестности точек отрыва имеет вид, схематически показанный на рис. VI.6. Утолщенной линией изображен контур тела, тонкой — передняя часть границы каверны. Касательные к границе каверны и контуру тела в точке отрыва составляют угол, равный краевому. Величина последнего зависит от смачиваемости тела на границе раздела трех фаз — жидкой, газообразной и твердой. Впереди головной части границы каверны образуется зона вязкого отрыва, которая на рисунке заштрихована. Как показывают расчеты и опыты, такая картина течения в окрестности головной части каверны приводит к смещению точек отрыва ее границы вниз по потоку по сравнению с теоретическими значениями, полученными на основании принципа Бриллюэна. При этом минимум давления будет находиться не в каверне, а на теле впереди точек отрыва. Важным следствием указанной картины течения является запаздывание возникновения присоединенной каверны по сравнению с предсказаниями, основанными на модели идеальной кавитации, а также возможность существования на теле областей с отрицательными значениями давления, что обеспечивает условия для возникновения пузырьковой кавитации.



Рис. VI.6. Схема течения в окрестности точки отрыва границы каверны.

На рис. VI.7 приведена кривая изменения коэффициента давления на поверхности эллипсоида вращения, обтекаемого в направлении большой оси. Соотношение осей 2 : 1, краевой угол — 180° (он соответствует металлу, смачиваемому водой). По оси абсцисс отложено расстояние от передней критической точки в долях длины эллипсоида, по оси ординат — значения коэффициента давления p . На участке эллипсоида, соответствующем каверне, давление, а также p постоянны. Положение точек отрыва определено расчетом [5] для числа Вебера We [см. формулу (III.51)], равного 10^{-6} . Как показывают расчеты и опытные данные, с уменьшением числа Вебера положение точек отрыва приближается к расчетному, определенному с использованием принципа Бриллюэна и модели идеальной кавитации, а диапазон значений чисел кавитации, при которых возникает пузырьковая форма кавитации, уменьшается.

§ 31. РАСЧЕТ РАЗВИТОГО КАВИТАЦИОННОГО ОБТЕКАНИЯ ТЕЛ

В большинстве случаев для расчета обтекания тел установившимся потоком в режиме развитой кавитации используется модель так называемой идеальной кавитации [15], которая удовлетворительно соответствует реальному явлению, когда точки отрыва границы каверны фиксированы. Они обычно совпадают с точками разрыва касательной к поверхности тела. При рассмотрении обтекания гладких тел также наблюдается удовлетворительное согласование опыта и расчета, если положение точек отрыва границ каверны определять не с помощью принципа Бриллюэна, а каким-либо иным путем, например из опыта или расчетом [5] с учетом влияния вязкости и капиллярности.

В основу модели идеальной кавитации положены следующие допущения: жидкость невесомая, невязкая, несжимаемая, границы каверны непроницаемы, течение вне тела и каверны потенциально, давление в каверне постоянно. При выполнении последнего условия невозможно в общем случае построить замкнутую каверну конечных размеров со стационарными границами, поэтому прибегают к схематизации течения в хвосте каверны, которая выражается в замене реального нестационарного течения стационарным.

К настоящему времени предложено значительное количество схем плоских кавитационных течений. Подробные сведения о них можно получить в монографиях [15, 28, 32, 64, 76]. На рис. VI.8 приведены схемы Эффроса — Гильбарга, Рябушинского, Жуковского — Рощко, Кузнецова, Тулина. В схеме на рис. VI.8, а в хвостовой части каверны имеется возвратная струйка. На рис. VI.8, в и г границы каверны замыкаются на две параллельные пластины, уходящие в бесконечность. На рис. VI.8, д в точках смыкания хвостовой части границы каверны с внешним потоком помещены особенности [76]. С некоторыми коррективами часть схем может быть использована при рассмотрении осесимметричных и трехмерных кавитационных течений.

Решение задачи о кавитационном обтекании тела заключается в определении формы каверны и поля скоростей в жидкости. В силу допущения о потенциаль-

ности течения вектор скорости вне каверны и тела будет определяться функцией φ — потенциалом скорости

$$\vec{v} = \text{grad } \varphi. \quad (\text{VI.2})$$

Потенциал удовлетворяет уравнению Лапласа

$$\Delta \varphi = 0. \quad (\text{VI.3})$$

Таким образом, математическая формулировка задачи сводится, по существу, к постановке краевых условий и условий на «бесконечности», которые в совокупности с выражением (VI.3) используются для решения кавитационной задачи.

Одно из краевых условий, обычное при рассмотрении обтекания тел невязкой жидкостью, сводится к условию непроницаемости границ каверны и тела:

$$\partial \varphi / \partial n = 0. \quad (\text{VI.4})$$

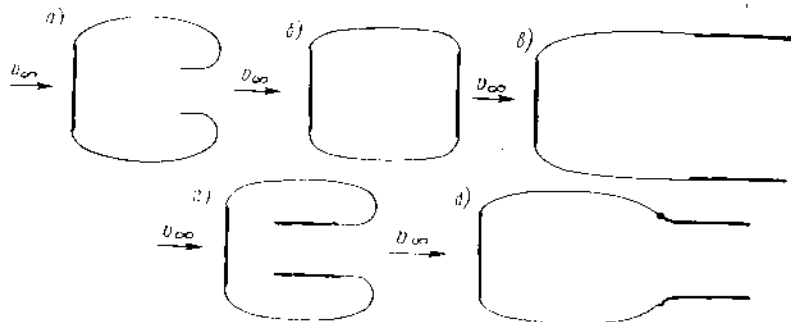


Рис. VI.8. Схемы плоских кавитационных течений: а — Эфроса-Гильбарга; б — Рябушинского; в — Жуковского-Рошко; г — Кузнецова; д — Тулина.

В формуле (VI.4) буквой n обозначена внешняя нормаль к поверхности тела и границе каверны.

Другое красное условие является специфическим в кавитационной задаче и вытекает из постоянства давления в каверне. Вследствие допущения о невязкости жидкости его можно заменить условием постоянства скорости на границе каверны:

$$\partial \varphi / \partial s = v_0, \quad (\text{VI.5})$$

где s — дуговая координата произвольной точки границы каверны; v_0 — скорость на границе каверны. Кроме этого, функция φ должна удовлетворять условию отсутствия возмущений скорости впереди тела и каверны на «бесконечности».

В общем случае в кавитационных задачах приходится вводить еще дополнительные условия, связанные со схематизацией течения в хвосте каверны. Они являются, по существу, условиями разрешимости кавитационной задачи. Например, для схемы Жуковского — Рошко в качестве таковых можно использовать условия совпадения ординат концов верхней и нижней границ каверны с ординатами концов пластин, на которые должны замыкаться границы каверны. Эти условия позволяют определить положение каждой пластины по отношению к телу. При рассмотрении плоских задач, как и в случае бескавитационного обтекания тела, дополнительно возникает вопрос об однозначности решения, связанный с выбором определенного значения циркуляции скорости по контуру, охватывающему тело и каверну.

В случае плоских кавитационных течений решение задачи, описываемой уравнением (VI.3) и краевыми условиями (VI.4) и (VI.5), можно упростить, рассматривая вместо функции φ характеристическую функцию

$$w(z) = \varphi(z) + i\psi(z). \quad (\text{VI.6})$$

При этом комплексная скорость в произвольной точке поля течения определяется как dw/dz .

Введение в рассмотрение функции $w(z)$ дает возможность при решении кавитационных задач воспользоваться аппаратом теории функций комплексного переменного. В случае бескавитационного обтекания можно построить обтекание профиля произвольной формы путем конформного отображения области вне профиля в физической плоскости на область изменения w . При рассмотрении кавитационных задач такой способ решения непосредственно применить нельзя, так как границы отображаемой области в физической плоскости заранее неизвестны, поскольку неизвестна форма границ каверны. Чтобы избежать эти трудности в случае решения задач о струйном обтекании препятствий, Кирхгофом было использовано конформное отображение на область изменения w вспомогательной функции $d\omega/dz$. Для полигональных препятствий границы последней оказываются известными, так как на твердых границах имеет постоянное значение аргумент $d\omega/dz$, а на границах каверны — модуль скорости.

Дальнейший прогресс при решении струйных задач был достигнут в работах П. Е. Жуковского благодаря введению в рассмотрение функции $\omega_0 = -\ln |d\omega/(v_0 dz)|$ и параметрического переменного, изменяющегося в верхней полуплоскости. В результате конформного отображения областей изменения функций w и ω_0 на указанную полуплоскость получается решение в параметрическом виде [28].

В методе Чаплыгина области изменения параметрической переменной могут ограничиваться или прямыми, или дугами окружности, или теми и другими вместе. При этом функции ω_0 или $d\omega/v_0 dz$ и w строятся согласно особенностям (по нулям и полюсам) в области течения и области параметрической переменной.

В методе Леви — Чивита в качестве области изменения параметрической переменной берется полукруг единичного радиуса. С помощью этого метода можно также определять струйное обтекание криволинейных препятствий, для чего функция ω_0 представляется в виде

$$\omega_0 = \omega_{\text{кл}} + \sum_{n=0}^{\infty} C_n \xi^n, \quad (\text{VI.7})$$

где $\omega_{\text{кл}}$ — функция ω_0 , определенная для прямого клина; C_n — постоянные коэффициенты; ξ — независимая параметрическая переменная. При вычислениях берется конечное значение n , а для определения коэффициентов C_n составляются дополнительные уравнения, позволяющие установить их связь с кривизной препятствия в заранее выбранных точках.

Упомянутые выше методы решения задач струйного обтекания препятствий соответствуют схеме Гельмгольца — Кирхгофа, описывающей предельный случай кавитационного течения при числе кавитации, равном нулю, и границах каверны, уходящих в бесконечность. Для конечных значений чисел кавитации при решении кавитационной задачи необходимо учитывать специфику выбранной схемы течения в хвостовой части каверны. В работах [15, 28, 76] рассмотрено значительное количество решений различных кавитационных задач. Однако ввиду больших математических трудностей удалось получить решения и произвести численные расчеты только для профилей простейшей формы, таких как прямощечкий клин, круг, плоская пластина, слабоизогнутая дужка и т. п.

В последние годы в инженерной практике нашли широкое применение методы численного расчета кавитационного обтекания профилей, основанные на использовании интегральных уравнений. Указанные методы позволяют производить расчеты обтекания профилей произвольной формы. Процедура расчетов мало изменяется при рассмотрении различных задач — суперкавитации, частичной кавитации, кавитации профилей вблизи твердых границ, профилей в составе решетки и т. п., а также осесимметричных кавитационных течений.

Интегральные уравнения получаются при построении потенциала обтекания тела в виде суммы потенциалов гидродинамических особенностей, распределенных непрерывным образом по его поверхности и поверхности каверны. С этой целью выражение для указанного потенциала подставляется в граничные условия (VI.4) и (VI.5). Полученные интегральные уравнения устанавливают связь между координатами тела и границы каверны с интенсивностью гидродинамических особенностей. Если в качестве особенностей использовать вихри для плоских задач и вихревые кольца для осесимметричных, то интегральное уравнение, составленное на основе формулы (VI.5), превращается в равенство, согласно которому на границе каверны

скорость равна интенсивности вихревого слоя, что может существенно упростить решение задачи. Равенство скорости интенсивности слоя соблюдается и на смоченной части поверхности тела. Это дает возможность при составлении интегрального уравнения кавитационной задачи вместо краевого условия (VI.4) использовать на границе тела и каверны условие

$$\frac{\partial \psi}{\partial s} = \gamma, \quad (VI.8)$$

где γ — интенсивность вихревого слоя. Составляя интегральные уравнения, можно также использовать выражения для функции тока ψ слоя особенностей. Тогда граничное условие на границе тела и каверны будет

$$\psi = 0, \quad (VI.9)$$

а условия на границе тела и каверны, аналогичные (VI.4) и (VI.8):

$$\frac{\partial \psi}{\partial s} = 0 \text{ и } \frac{\partial \psi}{\partial n} = \gamma. \quad (VI.10)$$

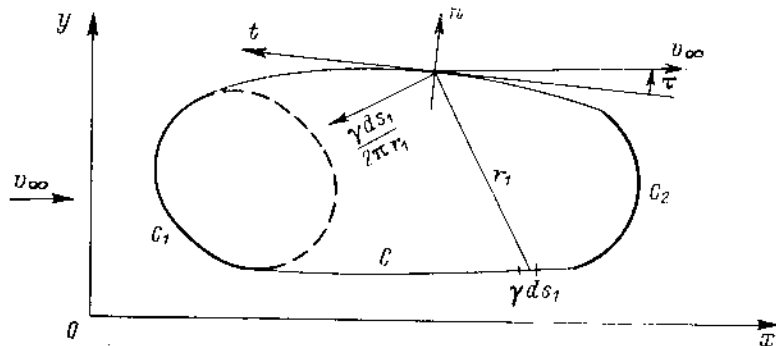


Рис. VI.9. Схема кавитационного обтекания контура.

Таким образом, используя различные типы особенностей, различные формы краевых условий, а также выражения или для потенциалов, или для функции тока указанных особенностей, можно составить различные интегральные уравнения. Ниже приведены два из них, наиболее широко применяемые в практических расчетах плоских и осесимметричных кавитационных течений.

Для плоских течений:

$$\frac{\gamma(s)}{2} - \frac{1}{2\pi} \int \frac{\sin(r_1, t)}{r_1} \gamma(s_1) ds_1 = v_\infty \cos \tau, \quad (VI.11)$$

где r_1 — расстояние по прямой между точкой с текущей дуговой координатой s_1 на контуре тела или каверны и точкой с фиксированной координатой s ; (r_1, t) — угол между отрезком r_1 и касательной t к контуру тела в точке s ; τ — угол между указанной касательной и вектором скорости набегающего потока; интегрирование производится по всей длине l контура тела и каверны (рис. VI.9).

Для осесимметричных течений (y — ординаты точек контура тела и границы каверны)

$$y^2(s) - \frac{1}{2\pi} \int \gamma(s_1) p(s, s_1) [(2-k)K(k) - 2E(k)] ds_1 = 0; \quad (VI.12)$$

$$p = t_1^2 + l_1^2; \quad t_1 = (x - \xi); \quad t_2 = y : \eta; \quad k^2 = 4y_1/p^2,$$

где x, y, ξ, η — декартовы координаты фиксированной и текущей точек контура меридионального сечения тела и каверны (ось x совпадает с осью симметрии тела); $K(k)$ и $E(k)$ — полные эллиптические интегралы соответственно второго и первого рода.

Указанные уравнения обычно используются для решения так называемых прямых и обратных задач. В первом случае находят вихревую интенсивность (скорость) на заданном контуре, во втором заданной величиной считается вихревая интенсивность (скорость), а определяется соответствующий ей контур. При рассмотрении кавитационных задач на участке контура, соответствующем смоченной части тела, неизвестной величиной считается вихревая интенсивность, а на остальном контуре — координаты границы каверны.

Методы аналитического решения интегральных уравнений кавитационной задачи пока неизвестны. Поэтому в расчетной практике используются численные методы. Один из них заключается в замене интегральных уравнений системой трансцендентных, решаемых затем путем последовательных приближений. Для составления указанной системы интервал интегрирования разбивается на конечное число отрезков. На отрезках, соответствующих смоченной части тела, аппроксимируется функция γ , а на остальных — форма границы каверны. Для аппроксимации выбираются простые зависимости, например полиномы с неизвестными коэффициентами. Удовлетворение интегрального уравнения с помощью этих зависимостей в контрольных точках, расположенных внутри отрезков, приводит к системе трансцендентных уравнений для определения указанных коэффициентов.

В настоящее время в расчетной практике широко используется метод решения кавитационной задачи, сводящийся к последовательному решению прямой и обратной задач [2, 32]. В рассматриваемом методе граница каверны строится путем последовательных приближений. Сначала задается так называемая пробная граница. Форма ее может быть назначена с большой свободой из числа достаточно гладких кривых. После этого с помощью любого из интегральных уравнений типа (VI.11), (VI.12) численно решается прямая задача, т. е. определяются значения скорости на смоченной части тела и пробной границе каверны. Поскольку пробная граница каверны в общем случае не совпадает с действительной, то скорость на ней будет отклоняться от постоянного значения. По этим отклонениям в результате решения обратной задачи строится граница каверны первого приближения. Поскольку обратная задача решается приближенно, в линеаризованной постановке, требуется вновь решить прямую задачу для определения «невязок» по скорости. Численно прямую задачу в принципе можно решить с любой степенью точности, поэтому отклонение скорости на границе каверны соответствующего приближения от постоянного значения может быть определено с высокой степенью точности, что в конечном счете и определяет точность решения кавитационной задачи. Если отклонения превышают заранее заданное значение, то опять следует решать обратную задачу и строить границу каверны второго приближения и т. д.

Обратная задача решается с использованием уравнения

$$\frac{1}{\pi} \int_a^b \frac{\Delta y'_i(s_1) ds_1}{s - s_1} = f_{i-1}(s); \quad i = 1, 2, 3 \dots, \quad (VI.13)$$

где $\Delta y'_i(s)$ — тангенс угла между касательными к границам каверны двух последовательных приближений; $f_{i-1}(s)$ — функция, характеризующая отклонение скорости на границе каверны $(i-1)$ -го приближения от постоянного значения (f_0 соответствует пробной границе каверны);

$$f_{i-1}(s) = 1 - \frac{v_{i-1}(s)}{v_{0(i-1)}}, \quad (VI.14)$$

где v_{i-1} — скорость на границе каверны $(i-1)$ -го приближения; $v_{0(i-1)}$ — постоянная скорость на границе каверны $(i-1)$ -го приближения. Значение $v_{0(i-1)}$ определяется из условия замыкания хвоста каверны и в принципе изменяется от приближения к приближению. При $v_{i-1} = v_{0(i-1)}$ уравнение (VI.13) тождественно удовлетворяется, т. е. граница каверны i -го приближения совпадает с истинной.

Известны и другие методы решения нелинейных кавитационных задач. Например, метод конечных элементов и сточный метод [100, 113]. Задач, решенных первым методом, известно пока мало. Вторым методом были выполнены по схеме Рябушинского расчеты кавитационного обтекания диска, конуса и шара, помещенных в круглой трубе.

Решение кавитационной задачи можно существенно упростить, если воспользоваться линеаризацией и ввести допущение о малости вызванной скорости при обтекании тела с каверной по сравнению со скоростью невозмущенного потока. Следствием указанного допущения является малость углов между касательной к контуру тела и каверной и вектором скорости невозмущенного потока. Последнее обстоятельство позволяет в случае плоского течения перенести граничные условия на отрезок прямой, являющийся проекцией контура тела и каверны на ось, параллельную вектору скорости невозмущенного потока. Таким путем преодолевается основная трудность в решении кавитационных задач, связанная с необходимостью в нелинейных задачах удовлетворять граничным условиям на заранее неизвестном контуре. Методы решения линеаризованных задач, а также результаты расчетов изложены в работе [10].

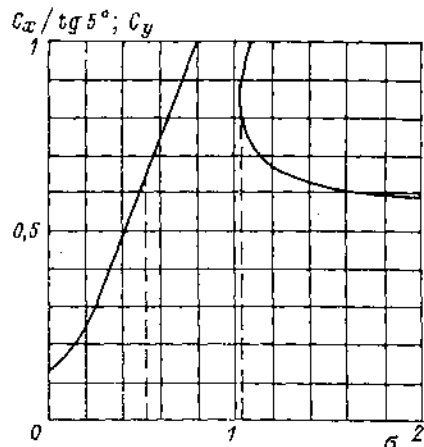


Рис. VI.10. Зависимость коэффициентов подъемной силы C_y и сопротивления $C_x/\text{tg } \alpha$ от числа кавитации для плоской пластины.

для плоской пластины при угле атаки 5° . Изображенные на рисунке кривые имеют две ветви. Левая ветвь соответствует режиму суперкавитации, а правая — частичной кавитации. Диапазону чисел кавитации, заключенному между штриховыми линиями, соответствуют режимы нестационарного течения, при которых в опытах наблюдаются сильные колебания каверны и гидродинамических сил.

По ряду причин, к основным из которых относится сложный механизм влияния стенок экспериментальных установок на кавитационное обтекание крыла, затруднительно анализ данных опытов и их сравнение с расчетами. Однако отмечаются качественные соответствия расчетов и опытов.

При частичной кавитации (см. рис. VI.10) с уменьшением числа кавитации наблюдается рост подъемной силы по сравнению с подъемной силой, соответствующей бескавитационному обтеканию. В случае режима суперкавитации с уменьшением числа кавитации подъемная сила существенно уменьшается.

На рис. VI.11, а приведена зависимость относительной длины каверны l от числа кавитации для профиля NASA-66, имеющего относительную максимальную толщину $\bar{t} = 0,04$ и кривизну средней линии $0,03$, при нескольких значениях угла атаки α . На рис. VI.11, б для этого профиля при угле атаки 2° показана зависимость от числа кавитации отношения приращения коэффициента подъемной силы ΔC_y , обусловленного кавитацией, к коэффициенту подъемной силы, соответствующему бескавитационному обтеканию C_{y0} .

На телесных профилях со скругленной передней кромкой в режиме частичной кавитации можно получить очень тонкие каверны и малое кавитационное сопротивление. На части профиля, занятой каверной, сопротивление трения будет близко

к нулю. В результате снижение сопротивления трения на профиле может оказаться больше кавитационного сопротивления и суммарное сопротивление кавитирующего профиля будет меньше сопротивления профиля некавитирующего. На этом эффекте, в частности, основано большинство способов снижения гидродинамического сопротивления судов путем образования на их поверхности газовых каверн.

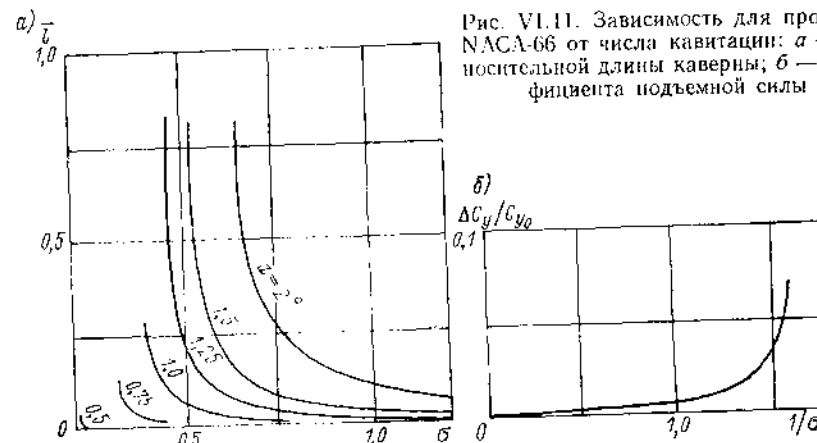


Рис. VI.11. Зависимость для профиля NASA-66 от числа кавитации: а — относительной длины каверны; б — коэффициента подъемной силы

§ 32. ИСКУССТВЕННАЯ КАВИТАЦИЯ

Искусственная кавитация является разновидностью гидродинамической кавитации, когда разрывы сплошности жидкости создаются путем подвода газа в места пониженного давления на поверхности тела и образуется присоединенная каверна.

Одна из особенностей искусственной кавитации заключается в том, что давление в каверне может быть значительно выше давления насыщенных паров жидкости. При определенных условиях оно может даже превышать статическое давление в не-

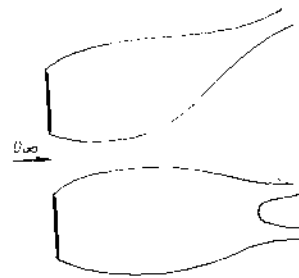


Рис. VI.12. Контуры каверны за диском.

Рис. VI.13. Обтекание клина с образованием волнового шлейфа.

возмущенном потоке. В этом случае реализуется кавитационное течение с границами, обреченными выпуклостью внутрь каверны. Таким течениям соответствуют отрицательные значения чисел кавитации.

Другая важная особенность искусственной кавитации состоит в том, что присоединенные к телу каверны можно получать при малых значениях скорости набегающего потока, которым соответствуют малые числа Fr , построенные по характерному поперечному размеру тела. В этом случае оказывается существенным влияние сил тяжести, которое приводит к всплыванию каверны, а в случае плоских тече-

ний — к образованию волновых шлейфов. На рис. VI.12 приведены в двух проекциях контуры каверны за диском, плоскость которого перпендикулярна вектору скорости невозмущенного потока. Каверна сразу же за диском начинает терять осевую симметрию вследствие всплывания и деформации поперечных сечений. В хвост же каверны образуются две вихревые трубки, по которым из нее уходит газ. На рис. VI.13 показано плоское обтекание клина, расположенного на нижней стороне горизонтальной пластины, с образованием волнового шлейфа.

При обтекании стоек быстроходных судов, подводных крыльев, гребных винтов рулей и других выступающих частей передки случаи прорыва воздуха со свободной поверхности и образования воздушных каверн. Указанные режимы искусственной кавитации часто называют вентиляцией. Вентиляция может осуществляться не только за счет самопроизвольного прососа воздуха, но и вследствие его принудительной подачи.

С позиции гидродинамического воздействия на обтекаемое тело искусственная кавитация приводит к тем же эффектам, что и естественная, если в том и другом случаях числа кавитации одинаковы. Указанное обстоятельство можно использовать для управления подъемной силой крыла при фиксированном значении угла атаки путем регулирования давления в каверне.

Искусственная кавитация нашла практическое применение для снижения гидродинамического сопротивления судов. В результате установки на корпусе судна кавитаторов (см. рис. VI.13) и подачи к ним воздуха можно создавать каверны с помощью которых часть смоченной поверхности изолируется от контакта с потоком воды. Для достижения положительного эффекта необходимо, чтобы кавитационно-сопротивление кавитатора было меньше снижения сопротивления трения воды за счет образования каверн. Таким путем удается снизить гидродинамическое сопротивление больших речных судов на 15—17 %, а судов глиссирующего типа — на 30—35 %.

Более подробные сведения об искусственной кавитации можно найти в работах [29, 33].

Глава VII

УСТАНОВКИ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ ГИДРОДИНАМИКИ СУДНА

§ 33. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Во второй половине прошлого века в связи с начавшимся применением в судостроении паровых машин возникла необходимость достаточно точного определения потребной мощности для достижения заданной скорости судна. Однако существовавшие в то время методы, основанные на теоретических соображениях и натурном опыте, не позволяли достаточно надежно количественно оценить влияние различных факторов на сопротивление корпуса судна и работу его движителей. Проблема была решена в результате создания гидродинамических лабораторий, в первую очередь опытовых бассейнов. Непосредственной предпосылкой для их постройки явился предложенный В. Фрудом метод моделирования, согласно которому в специальных лабораториях для изучения сопротивления воды движению судов и выяснения многих других вопросов гидродинамики проводятся испытания моделей судов.

Известно, что для обеспечения подобия с натурным судном необходимо поддерживать постоянными значения чисел F_r и Re .

Удовлетворить этим условиям одновременно для модели и судна невозможно, поскольку исходя из требования постоянства числа Re скорость модели должна

превышать скорости судна, а исходя из требования постоянства числа F_r она должна быть меньше скорости натурального судна. Полное механическое подобие при сохранении постоянными g и ν невозможно. Однако без существенной погрешности влияние числа Re можно учесть с помощью расчетов. Поэтому на практике до настоящего времени выполняют моделирование по числу F_r .

При решении задач о движении несжимаемой жидкости давление в некоторых ее областях может оказаться отрицательным. На практике жидкость неспособна воспринимать растягивающие усилия. Давление в потоке не может установиться ниже некоторого предельного значения, поэтому там, где оно падает до указанного предела, нарушается сплошность течения и возникает кавитация. Степень ее развития характеризуется числом кавитации σ . Оно приобретает существенное значение в случае возникновения кавитации. Его следует вводить наряду с числами F_r и Re в качестве основного критерия подобия при моделировании.

В обычных опытовых бассейнах моделирование по числу кавитации затруднено, поэтому для изучения движения тел в жидкости при высоких значениях скорости в условиях кавитации велел за опытовыми бассейнами были созданы кавитационные трубы, в которых при заданной скорости потока можно создавать различное давление и варьировать число кавитации. Несколько позже были созданы первые лаборатории для изучения качки, мореходности и управляемости судна. В последнее время для решения специальных задач гидродинамики стали появляться «гибридные» установки — опытовые бассейны, в которых можно варьировать число кавитации путем изменения давления, и большие кавитационные трубы, или гидроточки, которые по размерам рабочего участка приближаются к опытовым бассейнам (в них также можно варьировать число кавитации). Такие установки относятся к наиболее сложным в эксплуатации и дорогостоящим [73, 81].

34. ОПЫТОВЫЕ БАССЕЙНЫ

Центральное место среди гидродинамических лабораторий до сих пор занимает обычные опытовые бассейны для проведения буксировочных испытаний и испытаний самоходных моделей. Это связано с тем, что основные параметры корпуса судна в большинстве случаев выбирают на основании результатов испытаний, проведенных в бассейнах именно такого типа. Испытания в остальных лабораториях служат для определения элементов винта и руля, а также для оценки мореходности и управляемости судов с обводами подводной части корпуса, обычно выбираемыми исходя из условия обеспечения наилучших ходовых качеств на тихой воде. В обычных опытовых бассейнах, правда с некоторыми ограничениями, можно исследовать качку, мореходность и управляемость судов многих типов.

Опытовые бассейны подразделяются на три основные группы:

- а) большие опытовые бассейны длиной 250—400 м и более; максимальная скорость буксировки моделей длиной 5—7 м — до 5—7 м/с;
- б) средние бассейны длиной 100—200 м; максимальная скорость буксировки моделей длиной 5—7 м — до 5—7 м/с;
- в) малые бассейны длиной менее 90 м; максимальная скорость буксировки моделей длиной 3—5 м — до 4—5 м/с. В случае оборудования такого бассейна необитаемой легкой телескопкой в некоторых случаях обеспечивается скорость буксировки 10—12 м/с и более.

Помимо бассейнов указанных типов существуют скоростные бассейны со скоростью буксировки до 30—70 м/с, имеющие малое поперечное сечение, и мелководные бассейны.

К первой группе относится бассейн в Фелтеме, принадлежащий Национальной физической лаборатории (Англия). Он был построен в 1959 г. Примером бассейна второй группы может служить опытовый бассейн в Тронхейме (Норвегия), построенный в 1939 г. К третьей группе относится опытовый бассейн Национального центра подводных исследований в Сан-Диего (США). Задачи, которые можно решать в бассейнах различных типов, и приближенная оценка эффективности этих решений по условной пятибалльной системе приведены в табл. VII.1. Из таблицы следует, что большой бассейн первой категории целесообразно иметь в случае необходимости развития транспортного судостроения и проведения широких исследований судов любых типов. Для решения практических вопросов гидродинамики,

Таблица VII.1. Оценка эффективности бассейнов различных типов

Испытания		Тип бассейна			
характер	модели				
		малый	средний	большой	быстроходный
Буксировочные	Морских транспортных судов	3-4	5	5	2
	Речных судов	2	3-4	5	2
Самоходные	Морских транспортных судов	3	5	5	2
	Речных судов	2	3-4	5	2
Буксировочные	Быстроходных водоизмещающих судов	3	3-5	5	2
	Погруженных тел	2	2-3	5	2
Самоходные	Быстроходных водоизмещающих судов	2-3	3-5	5	2
	Погруженных тел	2	2-3	5	2
Буксировочные	Судов с динамическими принципами поддержания	2	2	3-4	5
Самоходные	То же	2	2	3-4	4-5

специфических при проектировании транспортных судов, достаточно иметь средний опытовый бассейн второй категории. Малые бассейны со скоростными тележками служат для решения специальных задач. Большая же их часть используется в учебных заведениях, а также для промышленных целей при отсутствии более крупных лабораторий.

Общее количество в мире опытовых бассейнов длиной свыше 30—50 м к концу 70-х годов составляло около 120—130. Из них больших бассейнов (длиной свыше 200 м) было около 30—35. Примерно такое же количество имелось средних бассейнов (длиной 100—200 м).

В табл. VII.2 приведены данные ряда зарубежных опытовых бассейнов. Масса буксировочных тележек этих бассейнов составляет 2—50 т. Для опытовых бассейнов, имеющих длину 100—250 м и скорость буксировки моделей до 10—12 м/с масса буксировочных тележек находится в большинстве случаев в пределах 10—20 т. Средняя статистическая зависимость максимальной длины моделей от длины бассейнов групп а и б может быть приближенно выражена зависимостью: $L_m \approx \sqrt{L/2,2}$, где L_m — длина модели, м; L — длина бассейна, м. Суммарная мощность приводных двигателей тележки обычно составляет 50—500 кВт. Для опытовых бассейнов длиной 150—250 м и при максимальной скорости тележки до 10 м/с эта величина составляет обычно 100—300 кВт. Представленные в табл. VII.2 опытовые бассейны снабжены, как правило, волнопродукторами, позволяющими проводить испытания на волнении.

Таблица VII.2. Опытные бассейны с самоходной буксировочной тележкой

Местонахождение	Год постройки	Размеры чаши, м			Наибольшая скорость буксировочной тележки, м/с	Наибольшая длина модели, м	Примечания
		длина	ширина	глубина			
Австралия							
Сидней	1953	57	2,7	1,22	5,0	—	—
Австрия							
Вена	1914	180	10,0	5,0	7,5	6,1	—
Англия							
Дамбартон	1884	101	6,8	2,7	9,1	6,1	—
Глазго	1963	76	4,6	2,4	6,1	5,2	—
Клайдбанк	1903	124	6,1	3,1	6,1	5,1	—
Осборн	1972	196	4,6	1,7	15,2	—	Скоростной
Сен-Олбене	1911	137	6,9	3,4	5,1	5,5	—
Теддингтон	1911	153	9,1	3,7	4,3	6,1	—
»	1932	137	6,1	2,7	7,3	6,1	—
Фарнборо	1933	198	2,7	1,4	12	—	Скоростной
Фелтем	1959	396	14,6	7,6	15,3	9,2	—
Хаслар	1887	169	6,2	2,7	7,6	4,9	—
»	1932	271	12,2	5,5	12,2	6,1	—
Аргентина							
Буэнос-Айрес	1962	72	3,6	2,0	4,1	3,1	—
Западный Берлин	1903	250	8,0	4,9	7,5	7,0	—
	1958	120	8,0	0—1,1	4,2	7,0	Мелководный
Бразилия							
Сан-Пауло	1956	141	6,7	4	5,0	3,7	—
ГДР							
Берлин	1953	281	9,0	4,4	7,9	7,9	—
Росток	1957	37,2	4,7	2,8	2,8	1,8	—
Голландия							
Вагелинген	1932	253	10,5	5,5	8,5	7,6	—
»	1958	217	15,8	0—1,2	4,6	7,6	Мелководный
»	1963	222	4,8	4,0	12,2	—	Скоростной
Дельфт	1955	142	4,2	2,5	8,1	3,1	—
»	1955	85	2,8	0—0,5	2,7	3,1	Мелководный
Дания							
Люнгби	1959	240	12,0	5,5	14,0	9,1	—

Местонахождение	Год постройки	Размеры чаши, м			Наибольшая скорость буксировочной тележки, м/с	Наибольшая длина модели, м	Примечания
		длина	ширина	глубина			
Израиль							
Хайфа	1967	45	2,5	1,5	3,1	2,4	—
Индия							
Карахпур	1951	91	4,1	2,4	4,0	—	—
Мадрас	1970	62	32	0—2,5	5,5	—	Мелководный
Пуна	1954	152	3,7	2,1	6,1	4,7	—
»	1965	250	10	5,0	6,0	—	—
Испания							
Мадрид	1934	320	12,5	6,4	11,0	7,6	—
»	1964	53	3,8	2,0	3,5	2,1	—
Италия							
Генуя	1947	49	2,9	1,5	2,8	—	—
Неаполь	1972	136	9,0	4,2	10	—	—
Рим	1930	275	12,5	6,5	12,0	6,1	—
»	1971	270	13,5	6,8	15,0	—	—
»	1971	220	9,0	4	10	—	—
Триест	1956	50	3,1	1,6	3	—	—
Канада							
Оттава	1942	137	7,6	3,0	6,1	7,6	—
»	1942	137	7,6	3,0	8,0	—	—
Норвегия							
Тронхейм	1939	170	10,5	5,6	9,2	7,6	—
»	—	27	2,5	1,0	2,6	—	—
НРБ							
Варна	1977	200	16	6,5	20,0	—	—
»	1977	200	16	0—1,5	6,0	—	Мелководный
ПНР							
Гданьск	1974	250	12,0	6,0	12,0	—	—
СФРЮ							
Загреб	1959	277	12,5	6,5	12,0	7,6	—
»	1959	303	5,0	3,4	20,0	3,0	—
США							
Аннаполис	1975	117,5	8,6	5,3	15	—	—
»	1975	40	2,6	1,8	6,0	—	—
Анн-Арбор	1904	110	6,5	2,8	6,1	4,3	—
Беркли	1954	61	2,44	0—1,5	3,0	—	Мелководный
Вашингтон	1941	271	15,5	6,7	12,8	9,2	—
»	1941	92	15,5	0—3,0	4,0	9,2	Мелководный
»	1941	405	6,4	4,9	30,0	До 6,0	Скоростной

Местонахождение	Год постройки	Размеры чаши, м			Наибольшая скорость буксировочной тележки, м/с	Наибольшая длина модели, м	Примечания
		длина	ширина	глубина			
Вашингтон	1941	43	3,1	1,7	3,1	2,4	—
»	1947	575	14,5	6,7	12,8	9,2	—
Кембридж	1958	33	2,6	1,25	2,5	—	—
Лаурел	1968	94	7,4	3,06	6,0	—	—
Ленгли-Филд	1931	854	7,3	3,7	24,0	3,7	Скоростной
»	1942	527	5,5	1,8	27,0	—	То же
»	1956	671	2,4	1,5	70	—	»
Миннеаполис	1938	76	2,7	1,8	7,6	1,5	—
»	1954	77	2,74	1,8	7,6	—	—
Ричмонд (шт. Калифорния)	1954	61	2,4	1,8	1,8	1,5	—
Сан-Диего	1955	97,5	3,7	1,8	30,0	3,7	—
»	1964	55	4,6	4,9/8,2	12,8	—	—
Турция							
Стамбул	1955	77	6,1	3,8	3,0	3,7	—
Финляндия							
Хельсинки	1967	200	11,0	5,5	8,0	—	—
Франция							
Париж	1906	160	9,8	4,0	5,5	7,0	—
»	1950	155	8,0	0—2,0	5,0	7,0	Мелководный
»	1958	220	13,0	4,0	10,0	7,0	—
Тулуза	1952	1200	5,6	2,8	—	—	—
ФРГ							
Гамбург	1953	80	4,0	0—7,0	5,0	7,9	Мелководный с течением
»	1953	80	5,0	3,0	5,0	7,9	—
»	1957	300	18,0	6,0	8,0	7,9	—
»	1962	343	2,1	1,0	2,8	—	—
Дуйсбург	1954	190	9,8	0—1,1	5	6,1	С течением
»	1954	128	2,8	2,8	2,1	—	То же
Швеция							
Гётеборг	1940	259	10,1	5,2	14,0	7,3	—
Южная Корея							
Сеул	1983	210	14	6,0	7,0	—	—
»	1971	70	5,0	2,7	2,5	—	—
Япония							
Акаши	1973	220	13	6,5	5,0	—	—
Июкогама	1966	229	10,0	5,0	4,7	7,0	—

Местонахождение	Год постройки	Размеры чаши, м			Наибольшая скорость буксировочной тележки, м/с	Наибольшая длина модели, м	Примечания
		длина	ширина	глубина			
Иокогама Коба	1971	46	2,5	1,8	2,0	—	Мелководный
	1972	70	6	0,5—1,2	4,0	—	
Метсуя	1972	36	3	2	1,5	—	—
Нагасаки	1953	124	6,7	3,7	4,5	7,0	—
»	1953	177	12,5	6,5	10,0	7,0	—
»	1972	190	30	3,5	3,0	—	—
Осака	1958	70	3,0	1,8	3,0	2,5	—
»	1962	80	7,0	3,7	4,0	6,0	—
»	1970	100	7,8	4,35	5,0	—	—
Токио	1927	200	10,0	6,0	8,0	6,0	—
»	1932	63	4,0	2,0	2,5	2,5	—
»	1932	63	4,0	1,9	2,2	—	—
»	1937	86	3,5	2,6	6,0	2,5	—
»	1941	207	8,0	4,0	8,0	6,0	—
»	1956	103	3,5	2,3	7,0	—	—
»	1958	177	12,5	7,8	10,0	—	—
»	1958	347	6,0	3,0	20,0	—	Скоростной
»	1966	400	18,0	8,0	15,0	6,0	—
»	1972	150	7,5	0—3,5	6,0	—	Мелководный
Фукуока	1956	60	1,5	1,2	2,0	—	—
»	1963	80	8,0	3,5	5,0	—	—
»	1967	118	2,66	3	5	—	—
Хиросима	1967	80	5,0	3,5	6,0	3,0	—

§ 35. КОНСТРУКЦИЯ И ОБОРУДОВАНИЕ ОПЫТОВЫХ БАСЕЙНОВ

Опытные бассейны с самоходной буксировочной тележкой являются основными гидродинамическими лабораториями для исследования ходкости судна. Поскольку такие бассейны обычно имеют значительные размеры, обеспечивается малая погрешность опытов, уменьшается воздействие масштабного эффекта при пересчете результатов испытаний на натурное судно. Буксировочные бассейны с самоходной тележкой могут быть мелководными (предполагается, что влияние в них дна на гидродинамические характеристики модели исключено), а также мелководными. Последние применяют для проведения испытаний моделей с учетом влияния дна на сопротивление корпуса, взаимодействие его с движителями, ходовой дифферент и т. д. Буксировочные бассейны с самоходной тележкой используют для проведения скоростных испытаний моделей и в тех случаях, когда по различным причинам размеры бассейна не могут быть выбраны достаточно большими. Ниже приведено описание наиболее типичных буксировочных бассейнов.

Глубоководные бассейны с самоходной буксировочной тележкой. Характерным является, например, бассейн Национальной физической лаборатории (Англия). Этот бассейн построен в 1959 г. Основные его элементы даны в табл. VII.2, а план показан на рис. VII.1. На верхней части железобетонной чаши бассейна смонтированы рельсы, по которым перемещается буксировочная тележка. По стыкам чаши на уровне поверхности воды расположены волногасители. В начале и конце имеются

направляющие для торцевых волногасителей. В одной из торцевых частей бассейна предусмотрены доки для удифферентовки и монтажа моделей. В другом конце бассейна размещается волнопродуктор. Буксировочная тележка (рис. VII.2) приводится в движение с помощью четырех электродвигателей, которые вращают колеса. Применение четырех пар ходовых колес обусловлено значительной массой тележки (42 т). Поперечные смещения тележки ограничиваются роликами с вертикальными осями, перемещающимися вдоль под рельсовых балок чаши бассейна. Питание электродвигателей осуществляется с шинных троллеев, смонтированных на наружной стене чаши (бывают и другие способы крепления троллеев — под фермами перекрытия бассейна или на кронштейнах, установленных на стене здания

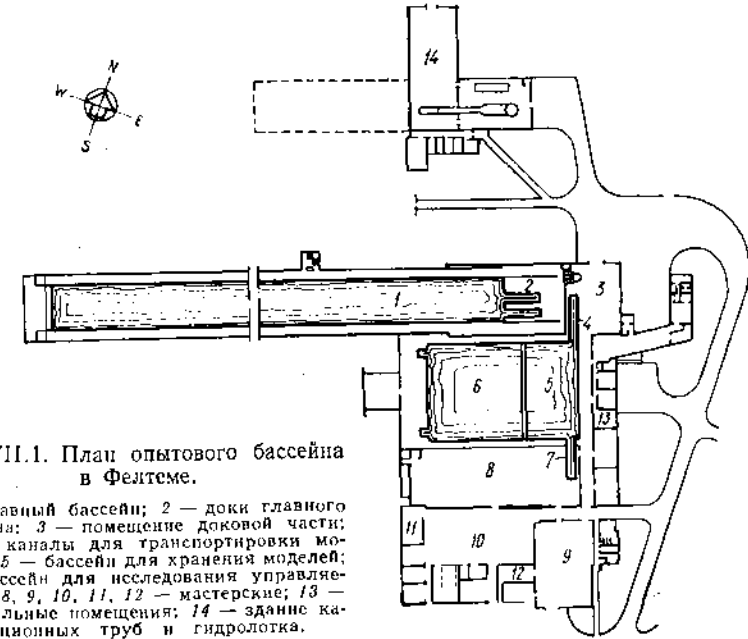


Рис. VII.1. План опытового бассейна в Фейтсеме.

1 — главный бассейн; 2 — доки главного бассейна; 3 — помещение доковой части; 4, 7 — каналы для транспортировки моделей; 5 — бассейн для хранения моделей; 6 — бассейн для исследования управления; 8, 9, 10, 11, 12 — мастерские; 13 — камеральные помещения; 14 — здание вентиляционных труб и гидролотка.

бассейна). Пульт управления находится в передней части тележки. В некоторых случаях пульт управления располагается на борту бассейна. Для поддержания заданной скорости с точностью до $\pm 0,1\%$ тележка оборудована электрическим регулятором электропривода. Торможение тележки осуществляется несколькими способами. В центральной части тележки (в ее окне) монтируется установка с электро-механическими датчиками для измерения сил, поступательной скорости модели, частоты вращения гребных винтов и т. п. Модели в рассматриваемом случае транспортируются на плаву через канал, соединяющий бассейн с модельной мастерской и бассейном для хранения моделей. Это сделано для изоляции модельных мастерских от влажного воздуха и осуществлено не во всех бассейнах. Чтобы исключить развитие в бассейне обычно с северной стороны.

Мелководные опытовые бассейны с самоходной буксировочной тележкой. Указанные бассейны имеют отношение ширины чаши к наибольшему значению переменной глубины 4—13, длину чаши 80—220 м, наибольшую скорость тележек 4,0—5,5 м/с. Одним из наиболее крупных мелководных бассейнов является бассейн в Голландии (см. табл. VII.2). Масса буксировочной тележки этого бассейна составляет около 40 т. В днищевой ее части имеется во всю ширину бассейна рабочее окно, в котором в поперечном направлении перемещается ферма с площадкой для динамометрических установок и экспериментаторов. Эта площадка может, в свою очередь, перемещаться в вертикальном направлении. Тележка имеет ходовые двига-

тели и электропривод для поперечных и вертикальных перемещений устройств и площадки внутри ее рабочего окна. На дне чаши предусмотрены окна для наблюдения за обтеканием днища моделей.

Скоростные опытовые бассейны. Максимальные значения скорости буксировки, обычные для глубоководных бассейнов (5—10 м/с), оказываются недостаточными для испытаний моделей судов с динамическими принципами поддержания, некоторых подводных объектов. При эксперименте с ними скорость буксировочной тележки должна быть примерно 25 м/с и выше.

Примером скоростного бассейна может служить опытный бассейн в Вашингтоне (США), принадлежащий Морскому научно-исследовательскому и опытно-конструк-

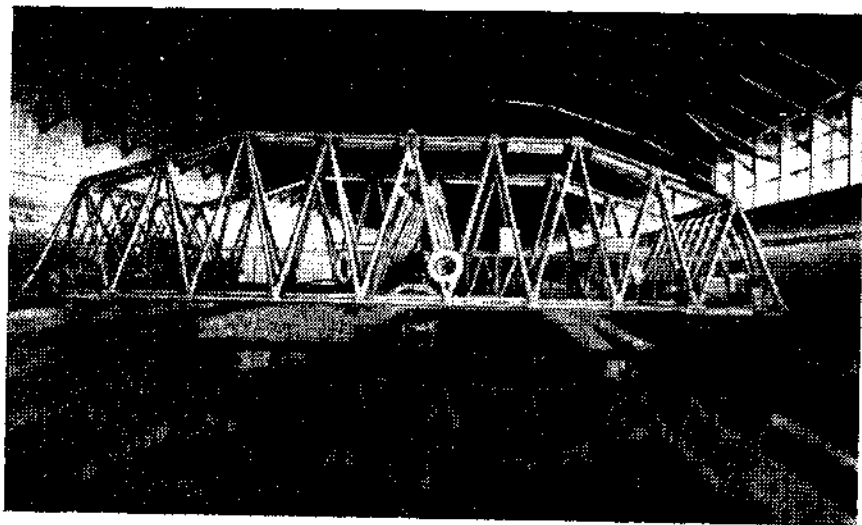


Рис. VII.2. Буксировочная тележка главного бассейна в Фелтеме (Англия).

торскому центру. Этот бассейн имеет прямоугольное и поперечное сечения; длина бассейна 905, ширина 6,4, глубина 3 м на протяжении 355 м и 4,9 м на протяжении остальных 550 м. Стены бассейна изготовлены из монолитных бетонных секций. Вдоль стен проложены рельсы, по которым движутся буксировочные тележки. Рельсы прикреплены болтами к чугунным рельсовым подушкам, отличающимся высокой прочностью, а рельсовые подушки соединены болтами с бетонным основанием. Используются рельсы железнодорожного типа. Точность их установки $\pm 0,013$ см. Вода бассейна очищается песчаным фильтром, что позволяет производить подводное фотографирование через смотровые окна. Волны, образующиеся при движении тележки, гасятся с помощью волногасителей. Всего предусмотрены две тележки. Одна из них имеет максимальную скорость 40 уз, другая — 60 уз. Установлены динамометры и другие устройства, а также регистрирующая аппаратура.

§ 36. ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ЛОТКИ

Основным достоинством гидролотков является возможность проведения в них испытаний с неподвижной моделью в течение неограниченного времени. Улучшаются также условия для наблюдения, отсутствует вибрация, возбуждаемая на модели движущейся тележкой. Недостаток гидролотков заключается в увеличении стоимости проведения эксперимента из-за большой потребности мощности приводных

электродвигателей. Возникают сложности при создании достаточной степени однородности поля скоростей в рабочем участке. Для обеспечения невозмущенной свободной поверхности в рабочем участке приходится применять специальные устройства, в частности управляемые козырьки.

Наибольшее количество гидролотков построено в течение последних 15—20 лет в Японии (около десяти). Тем не менее наиболее крупные гидролотки построены в США, Западном Берлине и Англии. Гидролоток в Кардероке (США), построенный в 1945 г., имеет рабочий участок длиной 18,3 м при ширине 6 и глубине 2,7 м. Минимальная скорость потока в рабочем участке составляет 3,1 м/с, а максимальная, которую можно поддерживать в течение не более 8 мин, — 5,1 м/с. Гидролоток расположен вертикально. Его корпус изготовлен из железобетона, облицованного изнутри стальными листами, рабочий участок гидролотка стальной. Перед рабочим участком имеется усилитель, высота которого в три раза больше, чем у рабочего участка. Между ними находится конфузور. В успокоительном участке располагается сотовый выпрямитель с ячейками 560×560 мм. Для визуальных наблюдений

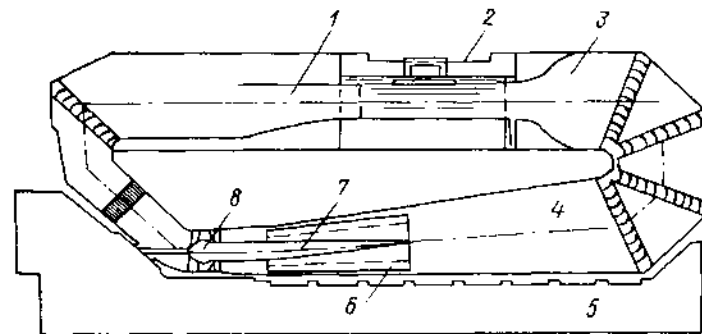


Рис. VII.3. Схема гидролотка в Западном Берлине.

1 — диффузор за рабочим участком; 2 — измерительный участок; 3 — конфузор; 4 — диффузор; 5 — фундамент; 6 — направляющая крестовина; 7 — ступица; 8 — импеллер.

имеются 9 смотровых окон. Над рабочим участком находится мостик с установленной на нем измерительной аппаратурой.

Рабочий участок гидролотка в Фелтеме (Англия) предусмотрен длиной 17,7 м и сечением $3,7 \times 2,5$ м. Максимальная скорость потока в нем составляет 3,0 м/с. Корпус гидролотка расположен горизонтально, поскольку не создается вакуум для проведения кавитационных испытаний. Рабочий участок оборудован большим числом смотровых окон, расположенных в бортах и днище. Регулируемое фальшдно служит для изменения глубины и уклона потока.

Гидролоток, построенный в Западном Берлине, имеет длину свыше 50, высоту около 40 м, ширину и высоту рабочего участка соответственно 5 и 3 м. Длина рабочего участка составляет около 10 м. Герметичный корпус гидролотка расположен в вертикальной плоскости. Его внутренняя поверхность имеет резиновое покрытие для проведения акустических испытаний самоходных моделей судов. Предусмотрены насосы для создания вакуума и фальшдно в рабочем участке. Схема гидролотка показана на рис. VII.3.

Кавитационная труба крупных размеров, построенная в Гётеборге (Швеция) в 1968 г., может также рассматриваться в качестве вакуумного гидролотка. Его длина достигает 22, а ширина 14 м. Такая установка предназначена, главным образом, для проведения кавитационных испытаний самоходных моделей судов, которые перед этим испытываются в обычном опытовом бассейне. Длина моделей 6,5—8,0 м. Поперечное сечение рабочего участка имеет ширину 2,6 и высоту 1,5 м. Длина рабочего участка 9,6 м. Мощность привода импеллера, достигающая 1000 л. с.,

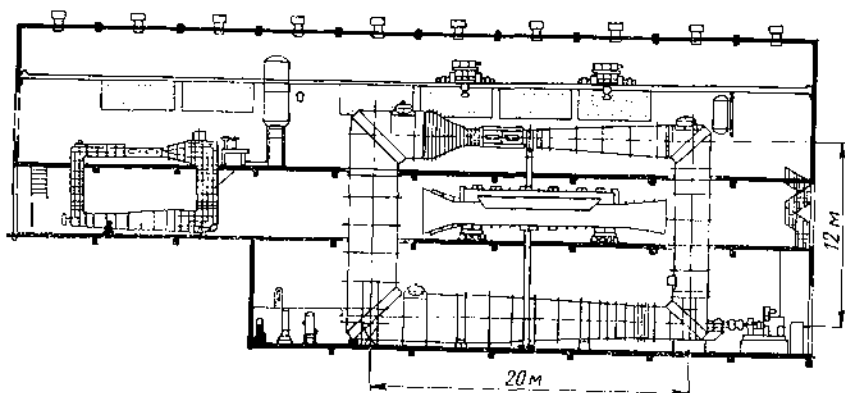
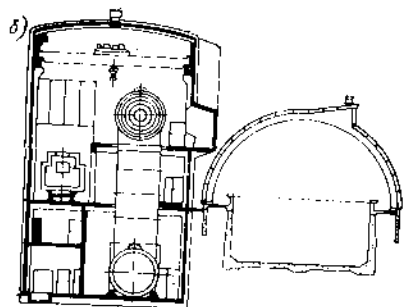
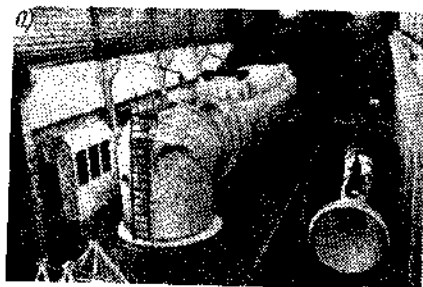


Рис. VII.4. Большая кавитационная труба в Гётеборге; справа малый сменный участок с винтовым динамометром (а); схема расположения кавитационных труб и бассейна (б).

обеспечивает максимальную скорость потока на рабочем участке 6,5 м/с. Имеется смежный рабочий участок меньших размеров, в котором наибольшая скорость потока составляет 23,5 м/с. Общий вид и схема расположения установки показаны соответственно на рис. VII.4, а и б.

§ 37. КАВИТАЦИОННЫЕ ТРУБЫ

Первоначально кавитационные трубы были созданы для обнаружения и визуального изучения кавитации, приводившей в ряде случаев к потере скорости и интенсивной эрозии гребных винтов. До последнего времени основным назначением кавитационных труб являлось получение данных для нахождения оптимальных характеристик двигателей проектируемых судов. В дальнейшем увеличение мощности энергетических судовых установок и возросшие требования к снижению шума и вибрации гребных винтов обусловили необходимость проведения испытаний моделей гребных винтов в присутствии корпуса судна или его выступающих частей. Помимо этого возникла потребность в экспериментальном изучении кавитации на различных корпусах и крыльях конструкций. В настоящее время имеется несколько видов кавитационных труб. Их можно объединить в следующие группы:

1. Большие трубы, в которых проводят испытания моделей винтов диаметром до 0,60—0,65 м или же испытания самоходной модели судна с гребными винтами диаметром 0,15—0,20 м. Кавитационные трубы такого типа необходимы для решения комплексных задач в области кавитации при проектировании гребных винтов судов различного назначения.

Таблица VII.3. Характеристики больших кавитационных труб

Местонахождение (страна, город)	Высота в осях, м Длина в осях, м	Сечение рабочего участка		Наибольшая скорость потока, м/с	Поджатие конфузора Расширение диффузора	Наибольший диаметр модели винта, м
		форма	диаметр, м длина, м			
Австралия	3,2	Круглая	0,46	9,8	15,5	0,20
Аделаида	18,3		2,44		8,75	
Англия	7,7	Прямоугольная	1,01×0,81	7,3	5,0	0,40
Ньюкастл	10,8		3,66		1,3	
Фелтем	54,9	Круглая	1,12	17,0	7,4	0,46
	26,6		2,33		—	
Хаслар	7,16	Квадратная	0,61	12,2	4,78	0,38
	8,59		5,8		1,56	
»	9,0	Прямоугольная	2,41×1,2	8,0	3,03	0,60
	14,5		5,4		—	
Испания	7,0	Квадратная	0,40	11,0	6,0	0,45
Мадрид	11,8		4,7		1,4	
Канада	4,69	Круглая	0,5	13,0	6,0	0,25
Оттава	8,14		2,2		2,0	
Норвегия	10,0	»	1,2	18	6,26	0,60
Тронхейм	22,1		2,08		2,0	
»	4,99	»	0,36	6,5	6,0	0,25
	3,18		0,53		1,56	
СФРЮ	5,70	Квадратная	1,0	11,3	6	0,50
Загреб	19,4		3,6		2	
»	4,7	Круглая	0,5	8,0	6	0,25
	8,15		2,43		2	
США	5,8	—	0,69	17,0	9,2	0,45
Вашингтон	12,6		1,22		2,2	
»	8,7	—	0,91	25,7	9,0	0,675
	18,9		1,07		3,0	
ФРГ	12,0	Круглая	0,75	19,5	8	0,40
Гамбург	16,6		2,25		3,24	
»	5,0	Квадратная	0,40	5,3	3,5	0,21
	5,03		1,5		1,12	
Мюнхен	—	Круглая	0,40	6,0	9,0	0,40
			2,0		3,0	
Япония	5,5	Прямоугольная	0,5	11,0	6,06	0,25
Нагасаки	8,15		2,2		2,03	

2. Малые трубы, предназначенные для испытаний моделей винтов диаметром до 0,20—0,25 м. Эти трубы в основном обеспечивают проектирование движителей для транспортных судов традиционного типа.

3. Скоростные кавитационные трубы для испытаний моделей выступающих частей корпуса, крыльев, рулей, а также для физических исследований.

Всего в эксплуатации находится свыше ста кавитационных труб. В табл. VII.3 приведены основные характеристики типичных больших кавитационных труб, а также некоторые данные о кавитационных трубах, предназначенных для испытаний гребных винтов диаметром около 0,20 м [110].

§ 38. КОНСТРУКЦИЯ И ОБОРУДОВАНИЕ КАВИТАЦИОННЫХ ТРУБ

Кавитационные трубы для испытаний моделей гребных винтов представляют собой замкнутые вертикально расположенные кольцевые трубы переменного поперечного сечения (рис. VII.5). Давление в кавитационных трубах регулируется в широком диапазоне. В средней части верхнего горизонтального канала трубы находится рабочий участок, в котором устанавливается испытуемая модель винта. За рабочим участком по потоку в диффузоре уменьшается скорость и повышается давление в жидкости. Для предотвращения кавитации лопасти импеллера располагаются в нижней части кавитационной трубы. Перед рабочим участком и конфузуром размещается сотовый выпрямитель, предназначенный для гашения танген-

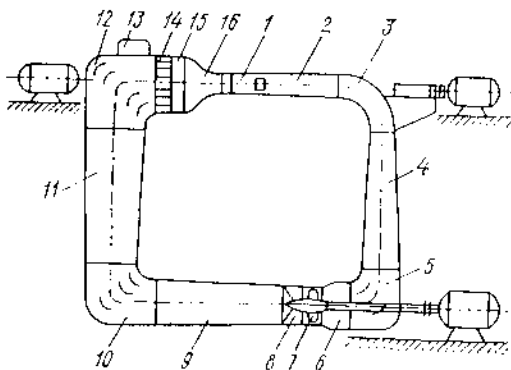


Рис. VII.5. Общая схема винтовой кавитационной трубы.

1 - рабочий участок; 2, 9 - диффузор; 3, 5, 10, 12 - угловые коленца; 4 - вертикальная секция; 6 - нижняя горизонтальная секция; 7 - импеллер; 8 - спрямляющий аппарат; 11 - вертикальный участок; 13 - клапан для регулирования давления; 14 - сотовый выпрямитель; 15, 16 - конфузоры.

циальных скоростей, вызванных работой импеллера. Назначение конфузора состоит в обеспечении равномерного поля скоростей в рабочем участке и уменьшении степени турбулентности потока.

В настоящее время установлено, что гидродинамические характеристики гребных винтов существенно зависят от характера поля скоростей, в котором они работают. Значительная часть современных кавитационных труб достигает внушительных размеров, что, в частности, связано с принципиальными погрешностями при имитации переменного поля скоростей сетками, специальными клапанами, поскольку данные системы не отражают истинного характера взаимосвязи между номинальным и эффективным попутным потоком. Для более точной имитации обтекания кормы судов необходимо испытывать самоходную модель судна, что и приводит к большим размерам кавитационных труб. В некоторых случаях для испытаний используют укороченные модели судов в комбинации с сетками (рис. VII.6). Ниже приведено описание некоторых кавитационных труб.

Большая кавитационная труба английского исследовательского центра Адмиралтейства, построенная в 1943 г. в Гамбурге, была затем демонтирована и установлена в Хасларе (рис. VII.7). По площади поперечного сечения рабочего участка до ввода в строй большой кавитационной трубы в Гётеборге (Швеция) эта установка была самой большой в мире. Размеры поперечного сечения рабочего участка составляют 2,42 × 1,2 м с большой стороны в горизонтальной плоскости, что обеспечи-

вает удобство при испытаниях в кавитационной трубе самоходных моделей. В трубе можно проводить испытания изолированных гребных винтов диаметром до 0,6 м, а также моделей гребных винтов диаметром до 0,3 м в косом потоке. Привод самоходной модели располагается обычно внутри модели. Независимо от этого могут быть проведены испытания модели судна при использовании внешнего привода греб-

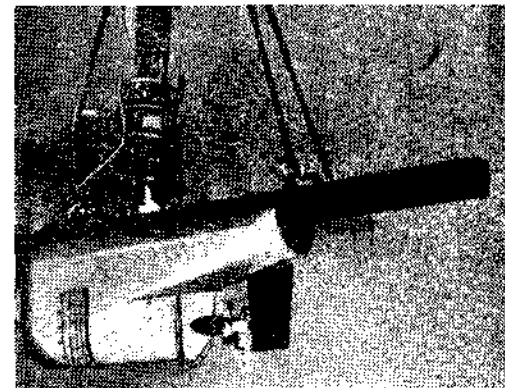


Рис. VII.6. Установка для испытаний обтекания кормовой оконечности одновинтового танкера в кавитационной трубе.

ного винта. Низкий коэффициент поджатия потока способствовал некоторому сокращению при проектировании габаритных размеров кавитационной трубы. В этой кавитационной трубе и кавитационной трубе меньших размеров, также расположенной в Хасларе, в течение последних 20—25 лет были проведены обширные исследования маломумных гребных винтов. На рис. VII.8 показана самоходная модель

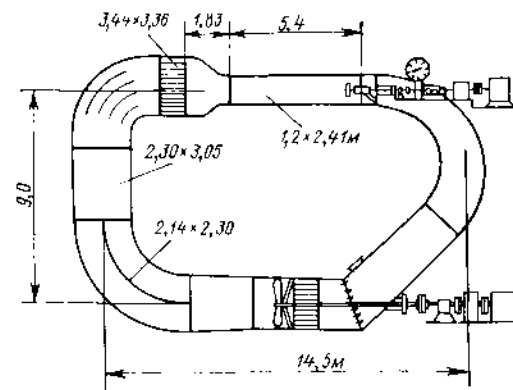


Рис. VII.7. Большая кавитационная труба, установленная в Хасларе (Англия).

надводного судна, проходившая испытания в большой кавитационной трубе. В процессе исследований были получены систематические данные о кавитационных характеристиках гребных винтов различных конструкций и, в частности, при подаче воздуха на лопасти. Разработаны критерии для пересчета экспериментальных данных на натуру.

До сих пор значительный интерес представляет большая кавитационная труба Пенсильванского университета (рис. VII.9). Труба оборудована большим рабочим участком диаметром 1,27 и длиной 4,3 м. Скорость потока достигает 24 м/с при минимальном числе кавитации 0,25—0,30. В этой трубе выполняются исследования самоходных моделей торпед и подводных лодок диаметром до 0,6 м. В процессе испытаний используются компактные и достаточно мощные электродвигатели и

гидравлические турбины в качестве привода гребных винтов. Вследствие большой скорости потока, при которой проводятся испытания (и соответственно большой частоте вращения гребных винтов), для моделей винтов диаметром 0,2 м исполь-



Рис. VII.8. Модель для испытаний в кавитационной трубе Хаслара.

зуются электродвигатели мощностью 18 кВт, а для моделей диаметром 0,3 м — мощностью 52 кВт. Предусмотрена возможность проведения испытаний под углом атаки и в условиях моделирования распределения масс по длине модели.

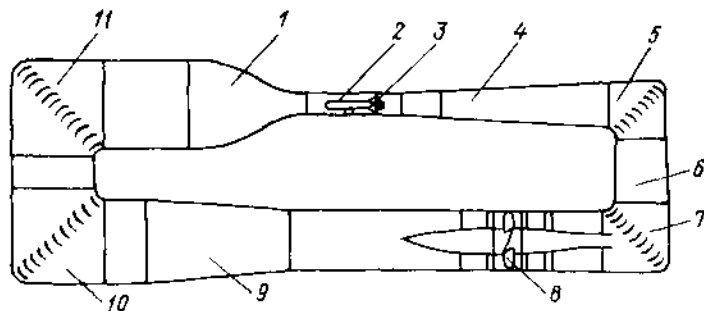


Рис. VII.9. Большая кавитационная труба Пенсильванского университета.

1 — конфузор; 2 — рабочий участок; 3 — модель с работающим двигателем; 4, 9 — диффузоры; 5, 6, 7, 10, 11 — угловые колена; 8 — измеритель изменяемого шага.

§ 39. КАВИТАЦИОННЫЕ БАСЕЙНЫ

Для исследования кавитационных явлений наряду с кавитационными трубами в ряде случаев используют кавитационные бассейны, в которых создается вакуум на свободной поверхности. Буксировочная тележка этих бассейнов снабжается дистанционным приводом, для обслуживания ее предусматривается дистанционная аппаратура. Такие бассейны имеют некоторые преимущества перед кавитационными трубами и вакуумными гидротолчками (большие поперечные сечения бассейна, значительно меньшая потребляемая мощность приводных двигателей по сравнению с ги-

дротками). Недостатками кавитационных бассейнов являются кратковременность испытания, а также значительные помехи от движущейся тележки при проведении гидроакустических исследований.

Первый кавитационный бассейн длиной 55 м с движущейся тележкой был построен в США в 1962 г. Железобетонная чаша бассейна имеет в поперечном сечении ширину 4,6 и высоту 5,2 м. Глубина воды в основной части составляет 4,6 м. Три участка чаши глубиной 7,0, 7,6 и 10 м, предназначенные для пуска моделей ракет и торпед, могут закрываться щитами. Верхняя часть чаши заключена в цилиндрический герметичный корпус диаметром 8,4 м, изготовленный из стали и подкреплен-

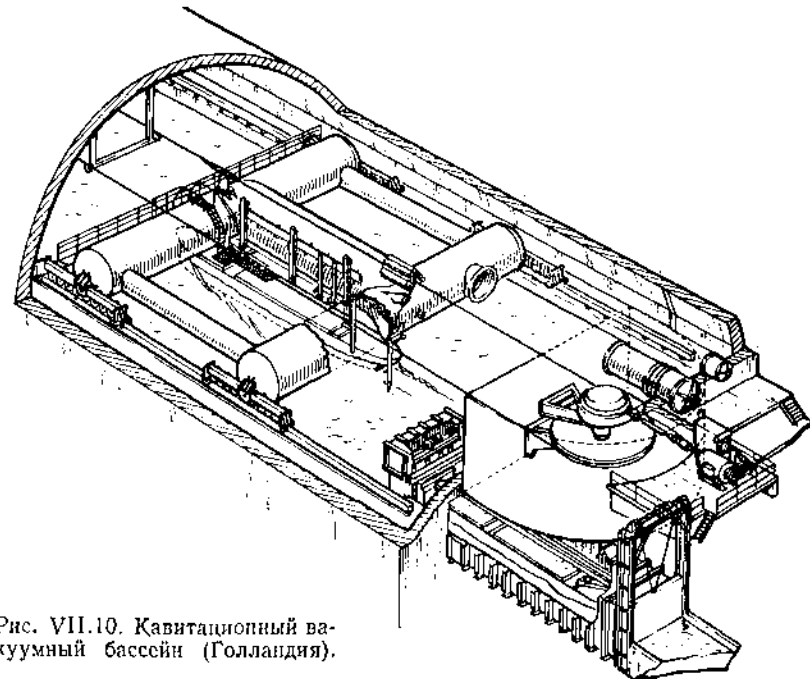


Рис. VII.10. Кавитационный вакуумный бассейн (Голландия).

ный снаружи стальным набором. С помощью вакуумных насосов давление внутри корпуса снижается до 0,05 атм. Скорость буксировочной тележки может изменяться в диапазоне 1,5—15 м/с. Бассейн оборудован пластинчатым волнопродуктором, а также устройствами для вертикального пуска моделей ракет и горизонтального выброса моделей торпед.

Отечественный кавитационный бассейн, построенный в 1965 г., имеет длину 60, ширину 6 и глубину 3,5 м. Этот бассейн предназначен для испытаний моделей судов, движителей, рулей и подводных крыльев. Максимальная скорость буксировки моделей с помощью тележки, оборудованной дистанционным управлением, составляет 8 м/с.

Большой кавитационный бассейн построен в 1971 г. в Вагенингене (Голландия). Он имеет длину 240, ширину 18 и глубину 8 м (рис. VII.10). Его назначение — исследования влияния кавитации на ходкость, управляемость и гидроакустические качества судов. Максимальная скорость обитаемой буксировочной тележки 4 м/с. Наибольший вакуум при проведении испытаний составляет 95 %.

§ 40. ОПЫТОВЫЕ БАСЕЙНЫ ДЛЯ МОРЕХОДНЫХ ИСПЫТАНИЙ СУДОВ

Первоначально мореходные испытания моделей судов проводились исключительно в обычных опытовых бассейнах, имеющих волнопродукторы для создания волн. Как правило, волнопродукторы, установленные в одном из торцов бассейна,

обеспечивали испытания моделей только при движении на встречном и попутном волнении. Поэтому возникла необходимость создать специализированные опытовые бассейны, позволяющие проводить мореходные испытания при произвольных курсовых углах по отношению к фронту волн. Такие бассейны могут быть разделены на две группы в зависимости от испытания на волнении:

- 1) моделей с помощью буксировочных устройств;
- 2) автономных самоходных моделей с автоматическим или дистанционным управлением.

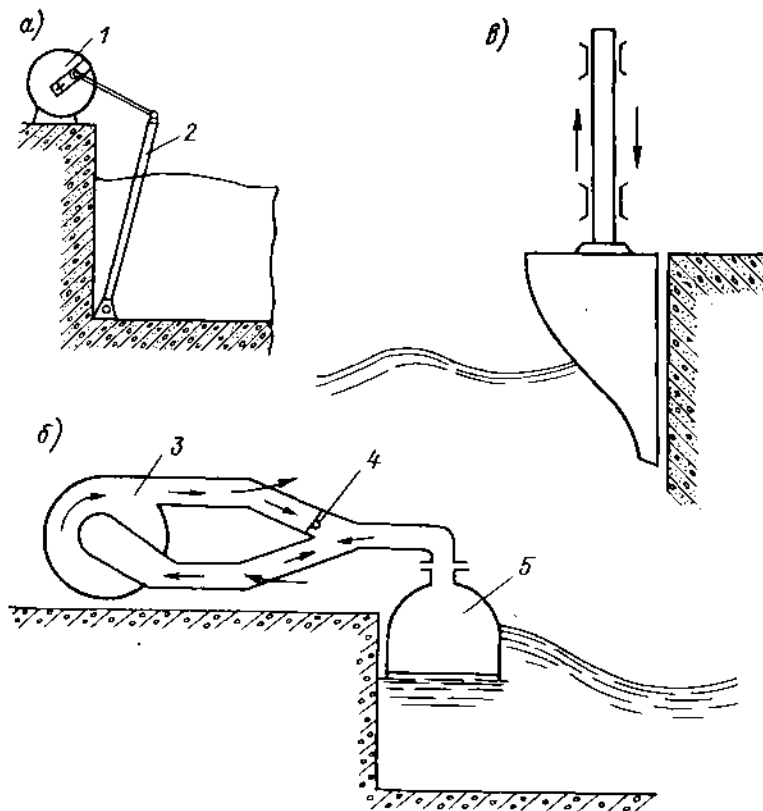


Рис. VII.11. Волнопродукторы: а — пластинчатый; б — пневматический; в — плунжерный.

1 — эксцентриковый механизм; 2 — волнообразующий щит; 3 — центробежный вентилятор; 4 — распределительное устройство; 5 — волнообразующий колокол.

В первой группе бассейнов изменения курсового угла волны обеспечиваются применением специальных волнопродукторов или изменением направления движения модели с помощью поворотных ферм, устанавливаемых в верхней части бассейна. Для бассейнов второй группы задача решается заданием модели требуемого курса движения.

Для создания волн применяются главным образом плунжерные, пластинчатые или пневматические многосекционные волнопродукторы. Схематическое изображение таких волнопродукторов показано на рис. VII.11. В случае использования плунжерных и пневматических волнопродукторов высота и длина волны регулируются изменением эксцентриситета эксцентрикового механизма и частотой колебаний плунжера или пластины.

В случае применения пневматического волнопродуктора, состоящего из центробежного вентилятора, волнообразующего колокола и соединительных магистралей, периодические изменения давления осуществляются распределительным устройством. Очевидно, амплитуда волн, создаваемых волнопродуктором, зависит в данном случае от давления подаваемого воздуха, а длина волны — от частоты переключения регулятора.

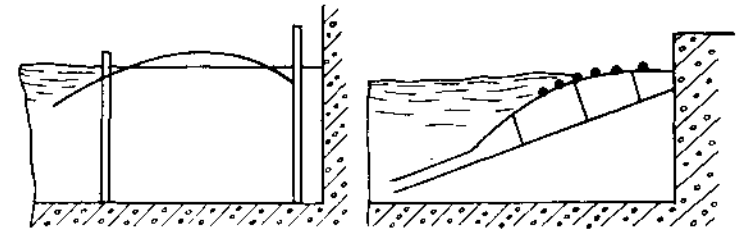


Рис. VII.12. Волногасители опытовых бассейнов (торцевые).

При работе волнопродуктора образуются волны, отражающиеся от стенки в противоположном конце бассейна. Они взаимодействуют с системой волн, образуемых волнопродуктором, и нарушают заданный характер волнения. Чтобы избежать этого, в торце бассейна устанавливают волногасители. Типичные конструкции волногасителей показаны на рис. VII.12.

Глубоководные бассейны обычно оборудуют бортовыми волногасителями для гашения волн, создаваемых моделью. Такие волногасители искажают систему волн

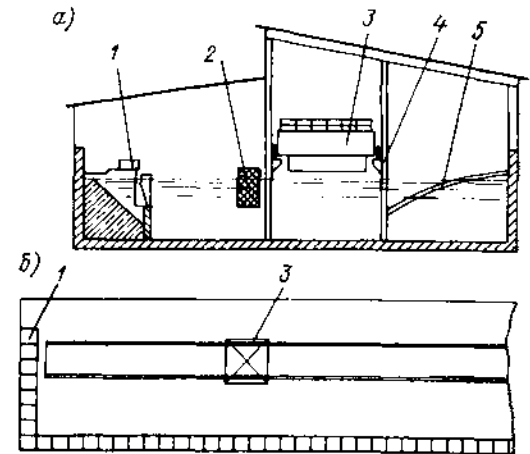


Рис. VII.13. Общая компоновка мореходного бассейна в Вагенингене: а — сечение; б — план.

1 — волнопродуктор; 2 — волнообразующий колокол; 3 — буксировочная тележка; 4 — опорные колонны рельсового пути; 5 — волногаситель.

от работы волнопродуктора, и поэтому их при его использовании демонтируют или поднимают. В некоторых случаях бортовые волногасители устанавливают несколько ниже уровня воды и придают им специальную форму для устранения их вредного влияния при мореходных испытаниях моделей.

Типичным бассейном, оборудованным буксировочным устройством, является мореходный опытовый бассейн в Вагенингене. Этот бассейн введен в эксплуатацию в 1956 г. Железобетонная чаша бассейна имеет размеры $95 \times 24,5$ м и глубину от 0,5 до 2,5 м. Буксировочная тележка перемещается с помощью электропривода. Бассейн оборудован секционным волнопродуктором, расположенным вдоль двух смежных его сторон (рис. VII.13). Как и у всех типовых бассейнов, имеется док для удифферентовки, загрузки и закрепления модели под тележкой, а также монтажный

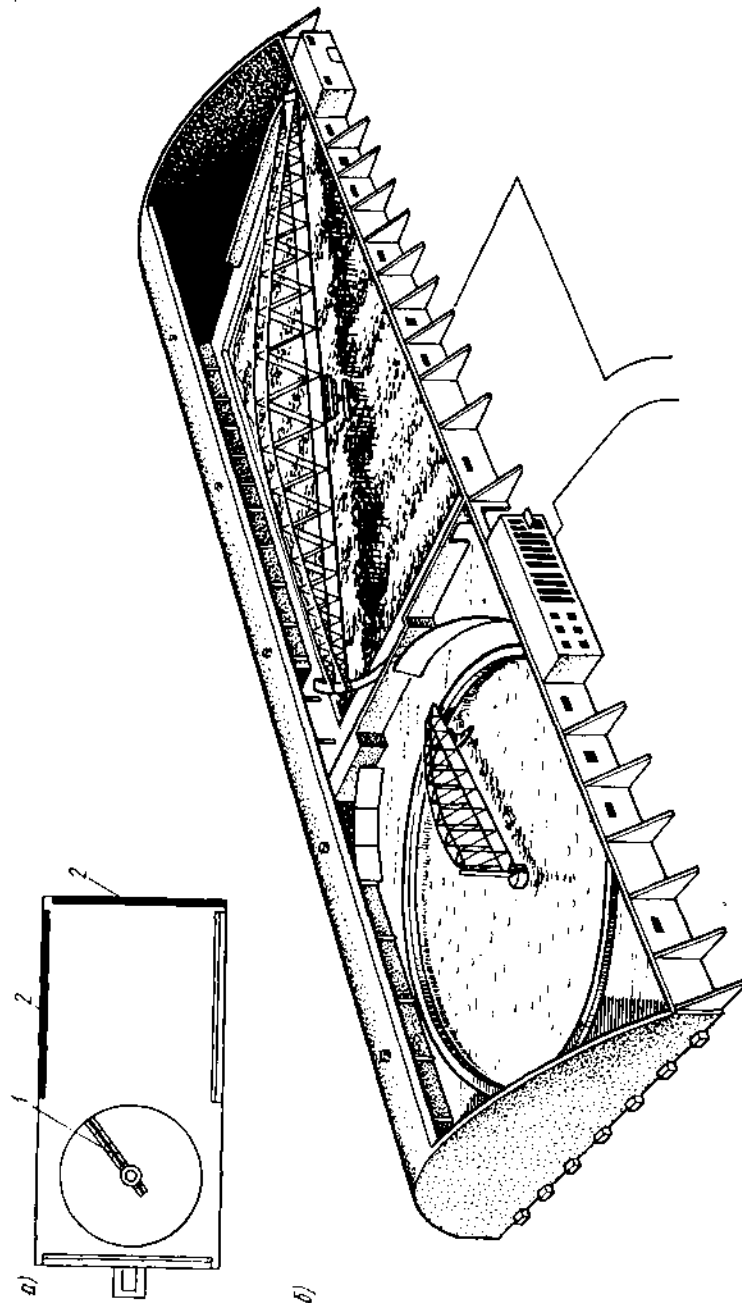


Рис. VII.14. Опытный бассейн для маневренных и мореходных испытаний в Хасларе: *a* — план; *b* — общая компоновка. 1 — ротативная установка; 2 — волнопродуктор.

участок для оборудования моделей измерительными приборами и аппаратурой. Особенностью бассейна является укладка рельсового пути на двух двутавровых балках, каждая из которых поддерживается вертикальными колоннами. Это сделано для уменьшения размеров буксировочной тележки. Волны создаются многосекционным пластинчатым волнопродуктором, причем каждая секция имеет независимый привод. Для проведения испытаний на встречном или попутном волнении используются лишь торцевые секции.

К мореходным бассейнам для испытания автономных моделей относится бассейн в Токио. Бассейн представляет собой открытый водоем размером $80 \times 80 \times 4,5$ м без буксировочного устройства. Автономные модели имеют длину 4,0—6,0 м и обо-

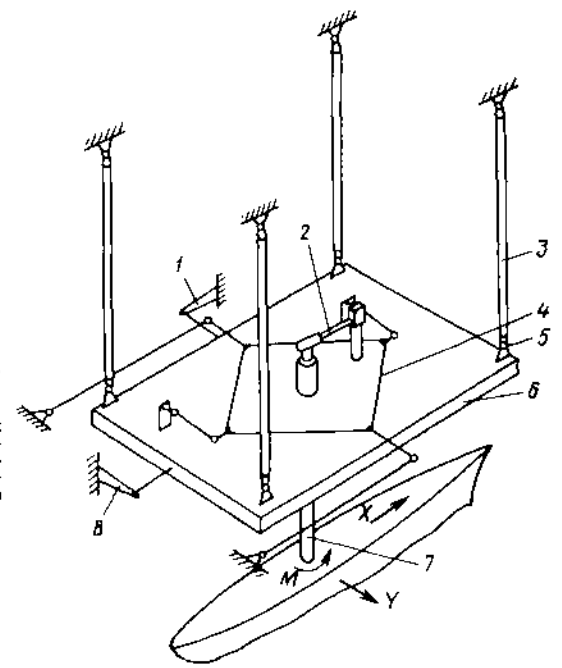


Рис. VII.15. Схема трехкомпонентного динамометра.

1 и 8 — датчики боковой силы и сопротивления; 2 — датчик момента; 3 — тяга; 4 — механизм, включающий поворот рамы; 5 — шарнир; 6 — рама; 7 — державка модели.

рудуются всем необходимым для движения, управления и измерений. Модель управляется оператором по радио. С помощью волнообразователя пластинчатого типа создаются двухмерные регулярные волны длиной от 1 до 10 м и высотой 0,6 м; возможно получение нерегулярного волнения.

Для измерения волн используются емкостные и ультразвуковые преобразователи. Угол волнового склона определяется с помощью датчиков возвышения воды. Положение модели во время испытаний устанавливается с помощью двух ультразвуковых приемников, которые находятся под водой и воспринимают импульсы, создаваемые индикатором положения модели. Бассейн оборудован системой автоматической регистрации данных измерений.

Бассейны для изучения управляемости судов могут быть подразделены на открытые водоемы и бассейны для испытаний автономных самоходных моделей. Изучение управляемости судов в открытых водоемах производится с помощью автономных самоходных моделей. При этом открытые водоемы оборудуются средствами, позволяющими фиксировать параметры движения модели. Водоем должен иметь док под крышей для подготовки моделей к испытаниям. Типичной лабораторией указанного типа может служить лаборатория по исследованию управляемости судов Осакаского университета (Япония).

Более сложными и дорогими являются бассейны закрытого типа с ротативными установками для исследования управляемости. Их преимущество состоит в возмож-

ности круглогодичной эксплуатации. Наиболее важный элемент таких бассейнов — ротативная установка, представляющая конструкцию, которая вращается над поверхностью воды в бассейне в горизонтальной плоскости. Привод, расположенный в центре вращения или же в периферийной части установки, приводит ее в движение. Испытываемая модель связана с ротативной установкой динамометром, с помощью которого определяются гидродинамические силы. Для испытаний надводных и подводных моделей используются соответственно трехкомпонентные и шестикомпонентные динамометры.

Одним из наиболее крупных бассейнов с ротативной установкой является круглый бассейн научно-исследовательского центра в области судостроения в Париже. Здание бассейна имеет диаметр 77,3 м; чаши бассейна — 65 м. Глубина чаши составляет 5,5 м. Имеется волногаситель по периметру чаши для гашения волн, вызванных движением модели. Стальная ферма ротативной установки опирается на рельс диаметром 6,7 м и на круговой рельс диаметром 4 м, установленные на колонне в центре бассейна, где также предусмотрены волногасители. Максимальная скорость на конце фермы составляет около 10 м/с. Тележка, служащая для буксировки модели, опирается на ферму и может быть зафиксирована в любой точке по ее длине. Все динамометрическое оборудование, необходимое для измерения сил, действующих на руль и модель, размещено на тележке.

В некоторых случаях, в отличие от рассмотренных, чаша бассейна делается прямоугольной, что позволяет совместить испытания на управляемость с испытаниями по определению сопротивления судна. Такими являются, например, опытовые бассейны в Кардереке (США) и Хасларе (Англия). В последнем из этих бассейнов, имеющем размеры 122 × 61 м и два волнопродуктора, расположенные перпендикулярно один к другому вдоль стенок чаши, установлена консольная ротативная установка, максимальный рабочий вылет которой составляет 29 м (рис. VII.14). Принципиальная схема трехкомпонентного динамометра показана на рис. VII.15. Из этой схемы следует, что модель соединяется державкой с рамой, свободно перемещающейся в двух взаимно перпендикулярных направлениях. Державка может поворачиваться в подшипниках в раме. Ее поворот ограничен датчиком 2, регистрирующим значения действующего на модель момента. Рама подвешена на тягах с шарнирами. Для исключения поворота рамы используется механизм 4. Регистрация боковой силы и сопротивления осуществляется датчиками 1 и 8.

УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамович Г. Н. Теория турбулентных струй. М., Физматгиз, 1960.
2. Александров К. В. Частичная кавитация произвольного профиля. — В сб.: Всесоюзная научно-техническая конференция по применению ЭВМ и численных методов в гидромеханике судна. Л., Судостроение, 1977, с. 76—77.
3. Алешков Ю. З. Теория волн на поверхности тяжелой жидкости. Л., Изд-во ЛГУ, 1981.
4. Альтшуль А. Д. Гидравлические потери на трение в трубопроводах. М., Госэнергоиздат, 1963.
5. Амромин Э. Л., Иванов А. Н. Определение положения точек отрыва границы каверны от тела с учетом вязкости и капиллярности жидкости. — ДАН СССР, 1982, т. 262, № 4, с. 823—826.
6. Амфилохий В. Б., Дробленков В. В., Мазеева Н. П. Интегральный трехпараметрический метод расчета осесимметричного турбулентного пограничного слоя. — Труды ЛКИ. Гидромеханика и теория корабля. Л., ЛКИ, 1979, с. 3—9.
7. Амфилохий В. Б., Мазеева Н. П. Исследование методов А. Д. Альтшуля и М. Д. Миллионщикова для расчета плоского и осесимметричного пограничного слоя на шероховатой поверхности. — Труды ЛКИ. Гидромеханика и теория корабля. Л., ЛКИ, 1980, с. 12—24.
8. Артюшков Л. С. Динамика неьютоновских жидкостей. Л., ЛКИ, 1979.
9. Астарита Дж., Маруччи Дж. Основы гидромеханики неьютоновских жидкостей. М., Мир, 1978.
10. Басин М. А., Шадрин В. П. Гидроаэродинамика крыла вблизи границы раздела сред. Л., Судостроение, 1980.
11. Белоносов С. М., Михайлов Н. Г., Тютянко В. А., Цецохо В. А. Расчет потенциального обтекания тел вращения. Новосибирск, СО АН СССР, 1962.
12. Белоцерковский С. М. Точная несущая поверхность в дозвуковом потоке газа. М., Наука, 1965.
13. Белоцерковский С. М., Ништ М. И. Отрывное и безотрывное обтекание крыльев идеальной жидкостью. М., Наука, 1978.

14. Белоцерковский С. М., Скрипач Б. К., Табачников В. Г. Крыло в нестационарном потоке газа. М., Наука, 1971.
15. Биркгоф Г., Сарантоелло Э. Струи, следы и каверны. М., Мир, 1961.
16. Бурдуш Г. Д. Справочник по международной системе единиц. М., Изд-во стандартов, 1980.
17. Ван-Дайк М. Методы возмущений в механике жидкости. М., Мир, 1967.
18. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам жидкостей и газов. М., Наука, 1972.
19. Васильева В. В. Движение тел над поверхностью раздела в идеальной жидкости. — В сб.: Сопротивление движению и мореходность судов. Л., Судостроение, вып. 89, с. 31—37.
20. Вероятностные характеристики волнения, методы их анализа и расчета. И. Н. Давидан, В. А. Рожков, В. М. Андреев, Л. П. Лопатухин, Ю. А. Трапезников — Труды ГОИИ. Л., Гидрометеоздат, 1971, вып. 97, с. 3—186.
21. Ветер и волны в океанах и морях/Справочные данные. Л., Транспорт, 1974.
22. Вознесенский А. И., Непцветаев Ю. А. Нормированный энергетический спектр морского волнения. — Труды ЦТО Судпрома. Л., Судостроение, 1963, вып. 47, с. 29—39.
23. Вейткусский Я. И. Теория волн и волнового сопротивления. Л., ЛКИ, 1959.
24. Вейткусский Я. И., Фаддеев Ю. И., Федяевский К. К. Гидромеханика. Л., Судостроение, 1982.
25. Гиневский А. С. Теория турбулентных струй и следов. М., Машиностроение, 1969.
26. Глуховский Б. X. Исследование морского ветрового волнения. Л., Гидрометеоздат, 1966.
27. Голубев В. В. Деклины по теории крыла. М., ГИИТЛ, 1919.
28. Гуревич М. И. Теория струй идеальной жидкости. М., Физматгиз, 1971.
29. Егоров И. Т., Садовников Ю. М., Исаев И. И. и др. Искусственная кавитация. Л., Судостроение, 1971.
30. Завладовский Н. Ю., Русский А. А. Метод расчета давлений на лонжетах гребных винтов. — Труды ЦТО Судпрома. Л., Судостроение, 1977, вып. 253, с. 66—75.
31. Зейткович А. Метод конечных элементов в технике. М., Мир, 1975.
32. Иванов А. Н. Гидродинамика развитых кавитационных течений. Л., Судостроение, 1980.
33. Иванов А. Н., Бузузов А. А., Оленин Ю. Л. Вопросы кавитации в задаче снижения гидродинамического сопротивления судов. — В кн.: Проблемы прикладной гидромеханики судна. Л., Судостроение, 1975, с. 151—178.
34. Карафали Е. Аэродинамика крыла самолета. М., АН СССР, 1956.
35. Кнэпп Р., Дитли Дж., Хеммит Ф. Кавитация. М., Мир, 1974.
36. Козлов Л. Ф. Теоретические исследования пограничного слоя. Киев, Наукова думка, 1982.
37. Коннор Дж., Бреббия К. Метод конечных элементов в механике жидкости. Л., Судостроение, 1979.
38. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М., Наука, 1978.
39. Костюков А. А. Теория корабельных волн и волнового сопротивления. Л., Судпромпиз, 1959.
40. Костюков А. А. Взаимодействие тел, движущихся в жидкости. Л., Судостроение, 1972.
41. Кочин Н. Е. О волновом сопротивлении и подъемной силе погруженных в жидкость тел. — Собр. соч., т. II, М.—Л., АН СССР, 1949.
42. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В. Теоретическая гидромеханика. Ч. I и II. М., Физматгиз, 1963.
43. Крылов Ю. М. Статистическая теория и расчет морских ветровых волн. — Труды ГОИИ, Л., Гидрометеоздат, 1958, вып. 42, с. 3—88.
44. Крылов Ю. М. Спектральные методы теории и расчета ветровых волн. Л., Гидрометеоздат, 1966.
45. Кудрявцева Н. А. Гидродинамические силы и моменты вращательной природы, действующие на плавающее тело при малых числах Фруда. — Труды ЦАГИ, М., 1958, вып. 715.
46. Левкович А. К., Ходли Д., Хорлок Дж., Перкинс Х. Семейство интегральных методов для расчета турбулентного пограничного слоя. — Ракетная техника и космонавтика, 1970, т. 8, № 1, с. 51—59.
47. Линь Цзя-Цзяо. Теория гидродинамической устойчивости. М., ИЛ, 1958.
48. Логанович Г. В. Гидродинамика течений со свободными границами. Киев, Наукова думка, 1969.
49. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М., ГИИТЛ, 1970.
50. Лонге-Хиггинс М. Статистический анализ случайной движущейся поверхности. — В кн.: Ветровые волны. М., ИЛ, 1962, с. 125—217.
51. Лопатухин Л. И. Вероятностные характеристики «интенсивных грунн» волн. — Труды ГОИИ, Л., Гидрометеоздат, 1972, вып. 110, с. 148—160.
52. Луговский В. В. Динамика моря. Л., Судостроение, 1976.
53. Маслов Л. А. Расчет бесциркуляционного обтекания корпуса судна при малых числах Фруда. — Труды ЦТО Судпрома, Л., Судостроение, 1966, вып. 73, с. 73—81.
54. Милановичков М. Д. Турбулентные течения в пограничном слое и трубах. М., Наука, 1969.
55. Милл-Томсон Л. М. Теоретическая гидродинамика. М., Мир, 1964.
56. Монин А. С., Озмидов Р. В. Океанская турбулентность. Л., Гидрометеоздат, 1981.
57. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. I и II. М., Наука, 1965 и 1967.
58. Некрасов А. И. Теория крыла в нестационарном потоке. М., АН СССР, 1947.
59. Нукин С. Г. Построение потенциального потока несжимаемой жидкости около крыльевых профилей произвольной формы. — Прикладная математика и механика, 1917, т. XI, вып. 1.

60. Океанология. Т. 1. Гидрофизика океана/Под ред. В. М. Каманковича и А. С. Моница. М., Наука, 1978.
61. Павлов Г. А. Методы расчета обтекания сечений крыла идеальным несжимаемым потоком. — Труды ЦАГИ, М., 1971, вып. 1344.
62. Панченков А. Н. Теория потенциала ускорений. Новосибирск, Наука, Сибирское отд., 1978.
63. Патрашев А. Н., Кивако Л. А., Гожий С. И. Прикладная гидромеханика. М., Воениздат, 1970.
64. Перник А. Д. Проблемы кавитации. Л., Судостроение, 1966.
65. Поляков Н. Н. Теория нестационарных движений несущей поверхности. Л., Изд-во ЛГУ, 1960.
66. Ржеланский Г. В. Исследование режимов ветрового волнения океанов и расчеты параметров волн. — Труды ГОИИ, Л., Гидрометеоздат, 1972, вып. 111, с. 3.
67. Римап И. С., Криси И. Л. Присоединенные массы тел различной формы. — Труды ЦАГИ, М., 1947, вып. 635.
68. Рождественский В. В. Кавитация. Л., Судостроение, 1977.
69. Рождественский К. В. Метод сравнимых асимптотических разложений в гидродинамике крыла. Л., Судостроение, 1979.
70. Романенко П. Н. Гидродинамика и теплообмен в пограничном слое. М., Энергия, 1974.
71. Ротта Н. К. Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости. Л., Судостроение, 1967.
72. Роуч П. Визуальная гидродинамика. М., Мир, 1980.
73. Русский А. А. Оборудование и организация гидродинамических лабораторий. Л., Судостроение, 1975.
74. Самарский А. А., Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений. М., Наука, 1978.
75. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., Наука, 1967.
76. Седов Л. И. Плоские задачи гидродинамики и аэродинамики. М., Наука, 1965.
77. Седов Л. И. Механика сплошной среды. Т. 1 и 2. М., Наука, 1970.
78. Сизов В. К. К теории волнового сопротивления судов на тихой воде. — Изв. АН СССР. ОТИ «Механика и машиностроение», 1961, № 1, с. 73—85.
79. Смородин А. И. О применении асимптотического метода для анализа волн при неустановившемся движении источника. — Прикладная математика и механика, 1965, т. 29, вып. 1, с. 148—152.
80. Смородин А. И. О волнах на поверхности жидкости при движении погруженного эллипсоида вращения. — Прикладная математика и механика, 1972, т. 36, вып. 1, с. 62—69.
81. Современные зарубежные судостроительные гидродинамические лаборатории/Под ред. Г. А. Матвеева и Ю. Н. Прищемихина. Л., Судостроение, 1969.
82. Стетский Л. Н. Теория волновых движений жидкости. М., Наука, 1977.
83. Степанов Г. Ю. Гидродинамика решеток турбомашин. М., Физматгиз, 1962.
84. Стокер Дж. Волны на воде. М., ИЛ, 1959.
85. Сунцов Н. Н. Методы аналогии в аэродинамике. М., Физматгиз, 1958.
86. Теория поверхностных волн/Под ред. М. А. Красносельского и Н. Н. Моисеева. М., ИЛ, 1959.
87. Трещевский В. Н., Волков Л. Д., Короткин А. И. Аэродинамический эксперимент в судостроении. Л., Судостроение, 1976.
88. Турбулентность. Принципы и применение/Под ред. У. Фроста и Т. Моулдена. М., Мир, 1960.
89. Уилкинсон У. Л. Ньютоновские жидкости. М., Мир, 1964.
90. Федяевский К. К., Гиневский А. С., Колесников А. П. Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. Л., Судостроение, 1973.
91. Фильчакова В. П. Конформные отображения областей специального типа. Киев, Наукова думка, 1972.
92. Ханце Н. О. Турбулентность. М., Физматгиз, 1963.
93. Хоничев В. И. Численное решение задачи о потенциальном обтекании пространственных тел. — Изв. СО АН СССР. Серия технич. наук, 1973, № 8, вып. 2, с. 23—28.
94. Черкесов Л. В. Гидродинамика поверхностных и внутренних волн. Киев, Наукова думка, 1976.
95. Шебалов А. Н. Присоединенные массы. Л., ЛКИ, 1975.
96. Шебалов А. Н. Теория волн и волнового сопротивления тел при неустановившемся режиме движения. Л., ЛКИ, 1981.
97. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., Наука, 1969.
98. Эпштейн Л. А. Методы теории размерностей и подобия в гидромеханике судов. Л., Судостроение, 1970.
99. Эшли Х., Лэндал М. Аэродинамика крыльев и корпусов летательных аппаратов. М., Машиностроение, 1969.
100. Brennen C. A numerical Solution of axisymmetric cavity Flows. — Journ. Fluid Mech., 1969, v. 37, pt. 4, p. 115—127.
101. Djojodihardjo R., Widnall Sh. A numerical Method for the Calculation of nonlinear unsteady Lifting Potential Flow Problems. — AIAA 71th Aerospace Sc. Meeting, New York, 1969.
102. Eggers K. Second-Order Contributions on Ship Waves and Wave Resistance. Proc. of the 6th Simp. on Naval Hydrodynamics, Washington, 1966, p. 649—679.
103. Guilfoin R. L'étude théorique du bateau en fluide par fait, Bull. de l'Association Technique Maritime Aéronautique, 1964, v. 64, p. 537—549.
104. Hess J. The Problem of three-dimensional Lifting Potential Flow and its Solution by means of Surface Singularity Distribution Computer Methods. Appl. Mechanics and Eng. 4, 1974, p. 283—319.
105. Hess J. and Smith A. Calculation of Non-Lifting Potential Flow about Arbitrary Three-Dimensional Bodies. — Journ. of Ship Research, 1964, v. 8, N 2, p. 22—44.
106. Kirsch M. Die Verteilung der Geschwindigkeit um Zylinder und Rotationskörper in unbegrenzten Flüssigkeit. Schiff und Hafen, J. 14, Heft 11, 1962, S. 935—958.
107. Lagally M. Berechnung der Kräfte und Momente, die stromende Flüssigkeiten auf ihre Begrenzung ausüben. Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, Bd. 2, Heft 6, 1922, S. 402—422.
108. Laurmann J., Robinsan A. Wing Theory, Cambridge, 1956.
109. Maruo H., Suzuki K. Wave Resistance of a Ship of Finite Beam Predicted by the Low Speed Theory. Nav. Arch. and Ocean Eng., v. 16, 1978, p. 61—67.
110. Mazarredo L. Catalog of Experimental Facilities. 13 ITTC, Proceedings, v. 2. Berlin—Hamburg, p. 1419—1445.
111. Ogilvie F. Singular-Perturbation Problems in Ship Hydrodynamics, Adv. in Applied Mechanics, v. 17, Academic Press, New York, 1977.
112. Stanford Conference on Computation of turbulent Boundary Layer, Proceedings, v. 1 and 2, AFOSR — IER, Stanford, 1968.
113. Street R. A Review of numerical Methods for Solution of Three-dimensional cavity Flow Problems. Proc. Second Int. Conf. on Numer. Ship Hydrod., Berkely, 1977.
114. Tulin M. Supercavitating Flows small-perturbation Theory. — Journ. Ship Res., 1964, 7, № 3, p. 37—43.
115. Vandrey F. A Method for calculating the Pressure Distribution of a Body of revolution moving in a circular Path through a perfect incompressible Fluid. — ARC, Rep. and Mem., N 3129, London, 1960.
116. Ward G. Linearized Theory of steady High-Speed Flow, Cambridge Univ. Press, 1955.
117. Wehausen J., Laitone E. Encyclopedia of Physics, v. IX, Surface Waves, Berlin, Springer Verl., 1960.
118. Wehausen J. The Wave Resistance of Ships. — Adv. in Applied Mechanics, v. 13, Acad. Press, New York, 1973, p. 93—245.
119. Workshop on Ship Boundary Layers SSPA-ITTC, Göteborg, 1980.

**СОПРОТИВЛЕНИЕ
ДВИЖЕНИЮ
СУДОВ**

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- B — ширина судна по действующей ватерлинии.
 C или C_N — коэффициент сопротивления.
 C_A — надбавка на шероховатость (корреляционная поправка).
 C_{AP} — коэффициент сопротивления выступающих частей.
 C_F — коэффициент сопротивления трения.
 C_H — коэффициент сопротивления вырезов.
 C_R — коэффициент остаточного сопротивления.
 C_V — коэффициент вязкостного сопротивления.
 C_{VP} — коэффициент сопротивления формы (вязкостного сопротивления давления).
 C_W — коэффициент волнового сопротивления.
 C_{WB} — коэффициент сопротивления от разрушения судовых волн.
 C_i — коэффициент индуктивного сопротивления.
 C_S — коэффициент брызгового сопротивления.
 C_{AA} — коэффициент сопротивления воздуха движению судна.
 C_{F0} — коэффициент сопротивления трения эквивалентной гладкой пластины.
 C_E — адмиралтейский коэффициент буксировочной мощности.
 c_f, c_t — местные коэффициенты трения.
 D — сила тяжести судна, диаметр тела.
 F_r — число Фруда, отнесенное к длине по действующей ватерлинии.
 F_{rV} — число Фруда, отнесенное к объемному водонизмещению.
 F_{rH} — число Фруда по глубине воды.
 F_T — площадь проекции надводной части корпуса на плоскость мидель-шпангоута.
 H — глубина воды.
 k — масштаб модели.
 k — коэффициент влияния формы тела на вязкостное сопротивление (форм-фактор).
 $k_{11}, k_{L/B}, k_\delta$ — коэффициенты влияния.
 $k_{сч}$ — коэффициент счала.
 L, L_{WL} — длина судна по действующей ватерлинии.
 L_{PP} — длина судна между перпендикулярами.
 p — коэффициент давления.
 p — гидродинамическое давление.
 P_D — мощность, потребляемая гребным винтом.
 P_E — буксировочная мощность.
 R, R_x — полное сопротивление.
 R_{AA} — сопротивление воздуха.
 R_F — сопротивление трения.
 R_{F0} — сопротивление трения эквивалентной гладкой пластины.
 R_P — сопротивление давления.

- R_R — остаточное сопротивление.
 R_V — вязкостное сопротивление.
 R_{VP} — сопротивление формы (вязкостное сопротивление давления).
 R_W — волновое сопротивление.
 R_{WB} — сопротивление от разрушения судовых волн.
 R_i — индуктивное сопротивление.
 R_S — брызговое сопротивление.
 R_C — отрывное кавитационное сопротивление.
 R_{AP} — сопротивление выступающих частей.
 R_{AW} — дополнительное сопротивление, вызванное волнением моря.
 Re — число Рейнольдса, вычисленное по длине тела.
 Re_x — число Рейнольдса, вычисленное по текущей координате.
 T — средняя осадка судна.
 $V = D/\gamma$ — объемное водоизмещение.
 v — скорость, м/с.
 v_s — скорость судна, уз.
 x_C, z_C — абсцисса и ордината центра величины.
 α — коэффициент полноты ватерлинии.
 β — коэффициент полноты мидель-шпангоута.
 β_H — угол встречи волн.
 δ — коэффициент общей полноты.
 t_A — амплитуда волн.
 t_H — ордината волн.
 τ — касательное напряжение в потоке.
 τ_p — касательное напряжение на твердой стенке.
 $\varphi = \delta/\beta$ — коэффициент продольной полноты.
 $\chi = \delta/\alpha$ — коэффициент вертикальной полноты.
 $\psi = L/\sqrt{V}$ — относительная длина судна.
 ω_M — площадь мидель-шпангоута.
 Ω — площадь смоченной поверхности.

**ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ
О СОПРОТИВЛЕНИИ ДВИЖЕНИЮ СУДОВ**

**§ 1. СОПРОТИВЛЕНИЕ ДВИЖЕНИЮ СУДНА
И ЕГО СОСТАВЛЯЮЩИЕ**

Для оценки одного из важнейших мореходных качеств судна — ходкости — способности судна перемещаться с заданной скоростью при наиболее эффективном использовании мощности силовой установки, т. е. развивать наибольшую скорость при заданной мощности установки, — необходимо уметь определять два ее основных элемента: сопротивление движению судна и эффективность его движителей. Знание их позволяет связать гидродинамические характеристики судна и движителей с характеристиками его главных двигателей в процессе проектирования и эксплуатации судна и, следовательно, дает возможность установить его ходовые качества.

Работа движителя (гребного винта, водомета и т. п.) влияет на структуру обтекания корпуса и изменяет сопротивление его движению. Однако обычно принято в качестве исходного рассматривать сопротивление корпуса без учета влияния на него работы движителя, а это влияние, так же как и сопротивление самого движителя, учитывать отдельно, при расчете эффективности движителя.

Сопротивлением движению судна называют проекцию R_x действующих на него гидроаэродинамических сил на направление скорости его движения. Оно возникает как результирующая проекций на это направление давлений p и касательных на-

пряжений τ_0 , действующих на его поверхность со стороны обтекающих ее потоков воды и воздуха. Распределение p и τ_0 по поверхности подводной и надводной частей судна зависит от структуры этих потоков, на которую главное влияние оказывает форма корпуса, значение скорости судна и ее направление по отношению к диаметральной плоскости (ДП), а также то, движется ли судно по поверхности, вблизи нее или глубоко под водой. Значительное изменение структуры обтекания, а следовательно, и сопротивления может быть вызвано воздействием внешних условий движения судна, таких как глубина и ширина фарватера, ветер, волнение и течения, наличие льда, изменение дифферента и средней осадки, обрастание подводной части корпуса в процессе рейсов и стоянок, разгон и торможение и т. п.

При расчетах ходкости основным является определение сопротивления судна со свежескрашенным корпусом при его движении вдоль ДП с постоянной скоростью на глубокой воде при отсутствии волн, ветра и течения. Учет перечисленных выше

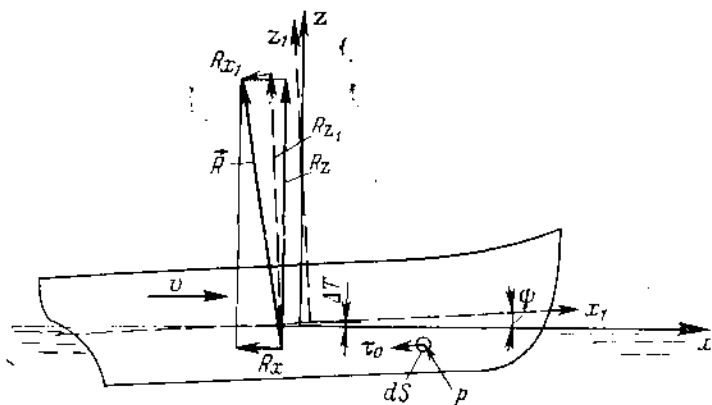


Рис. 1.1. Системы координат судна.

дополнительных факторов производится по мере необходимости в соответствии с назначением и предполагаемыми районами плавания судна.

В зависимости от скорости для надводных судов возможны различные режимы их движения. На режиме плавания, характерном для большинства транспортных судов, действующая на них сила тяжести практически полностью уравновешивается архимедовой гидростатической силой поддержания. Этот режим наблюдается если число Фруда, отнесенное к водоизмещению судна: $F_{гв} = v/\sqrt{gV^{1/3}} < 1$, где V — объемное водоизмещение. В переходном режиме, когда $1 < F_{гв} < 3$, наблюдается возникновение значительной вертикальной гидродинамической силы, вызывающей изменение средней осадки и дифферента судна. В зоне $F_{гв} > 3$ начинается режим глиссирования, при котором сила тяжести практически полностью уравновешивается гидродинамической подъемной силой, роль архимедовой силы поддержания незначительна и судно скользит по поверхности воды. Переходный режим и глиссирование характерны для быстрых кораблей и катеров. Переход от одного режима движения к другому оказывает большое влияние на закон изменения сопротивления в зависимости от скорости.

При расчетах ходкости судов применяют связанную с судном систему координат, ось x_1 которой направлена в нос, ось y_1 — на правый борт, ось z_1 — вверх, а начало расположено в плоскости мидель-шпангоута в месте ее пересечения с грузовой ватерлинией (ГВЛ) (рис. 1.1). Если наряду с этой системой использовать поточную систему координат, в которой ось x направлена по скорости v движения судна, а ось z — вертикально вверх, то при его движении вследствие изменения посадки оси x и x_1 могут составлять между собой угол ψ , равный углу дифферента.

Связь между составляющими гидроаэродинамической силы \vec{R} , действующей на корпус судна при его поступательном движении вдоль оси x , вычисленными в свя-

занной системе координат, и силой сопротивления движению судна R_x определяется соотношением

$$R_x = R_{x1} \cos \psi + R_{z1} \sin \psi. \quad (1.1)$$

Входящие в эту формулу проекции сил могут быть вычислены, если известно распределение по подводной и надводной поверхности S корпуса касательных напряжений и давления:

$$R_x = \int_S \tau_0 \cos(\tau_0, x) dS + \int_S p \cos(p, x) dS. \quad (1.2)$$

В системе координат, связанной с корпусом,

$$\left. \begin{aligned} R_{x1} &= \int_S \tau_0 \cos(\tau_0, x_1) dS + \int_S p \cos(p, x_1) dS; \\ R_{z1} &= \int_S \tau_0 \cos(\tau_0, z_1) dS + \int_S p \cos(p, z_1) dS. \end{aligned} \right\} \quad (1.3)$$

Формула (1.2) позволяет произвести разделение суммарной силы сопротивления на две составляющие: сопротивление трения $R_F = \int_S \tau_0 \cos(\tau_0, x) dS$ и сопротив-

ление давления $R_P = \int_S p \cos(p, x) dS$.

Сопротивление трения возникает вследствие влияния вязкости жидкости, обуславливающей прилипание ее частиц к поверхности судна и появление касательных напряжений τ_0 . Сопротивление давления появляется из-за воздействия различных физических процессов, возникающих в потоке, обтекающем судно, на закон распределения давления вдоль его поверхности. Влияние вязкости приводит к перераспределению давления вдоль корпуса по сравнению с давлением при обтекании его невязкой жидкостью, особенно существенному в районе кормовой оконечности, где пограничный слой, формирующийся вдоль судна, достигает наибольшей толщины. Появление отрывов пограничного слоя, сопровождаемое образованием систем крупных вихрей, способствует еще большему изменению распределения давления вдоль корпуса. Часть сопротивления давления, возникающая вследствие влияния вязкости, называется вязкостным сопротивлением давления или сопротивлением формы R_{VP} . Сумма сопротивлений трения и формы представляет вязкостное сопротивление $R_V = R_F + R_{VP}$. Работа, связанная с преодолением вязкостного сопротивления, затрачивается на формирование вдоль корпуса пограничного слоя и вихревых систем (в случае появления его отрыва), образующих за судном спутную струю (гидродинамический след).

На распределение давления по поверхности корпуса оказывает значительное влияние волнообразование, вызываемое движением судна. Часть сопротивления давления, возникающая вследствие влияния корабельных волн, называется волновым сопротивлением R_W . Работа, совершаемая для преодоления этой силы, затрачивается на создание энергии системы волн, формируемых судном. Если вблизи корпуса, особенно в носовой оконечности полных судов, происходит разрушение возникающих волн, то этот процесс порождает в потоке около корпуса области турбулентного течения, распространяющиеся за судном в виде дополнительных зон его спутной струи. Часть волнового сопротивления, обусловленная формированием разрушившихся волн, называется сопротивлением от разрушения волн R_{WB} .

В некоторых случаях выступающие части корпуса судна (кронштейны, кили и т. п.), а иногда и сам корпус обтекаются как крыло конечного размаха, т. е. с появлением вторичных поперечных течений. Вследствие этого за ними формируются продольные вихри, вызывающие перераспределение давления на корпусе и появление индуктивного сопротивления R_i . Работа, связанная с его преодолением, затрачивается на создание энергии продольных вихрей, расположенных в следе за судном, а сама сила R_i может рассматриваться как дополнительная часть вязкостного сопротивления.

У быстроходных судов на погруженных в воду выступающих частях, а также на участках корпуса возможно формирование кавитационных каверн, влияющих на распределение давления и вызывающих появление отрывного кавитационного сопротивления R_C . Замыкаясь, каверны создают позади себя зоны турбулентности, также переходящие в гидродинамический след судна.

Формирование брызговых струй, характерное для движения с большими скоростями, приводит к появлению на корпусе реактивной силы, вызывающей появление брызгового сопротивления R_S .

Таким образом, сопротивление давления можно представить в виде суммы:

$$R_p = R_{VP} + R_W + R_{WB} + R_I + R_C + R_S. \quad (1.4)$$

Два последних слагаемых характерны, главным образом, для быстроходных судов.

Процессы формирования пограничного слоя, вихреобразования, волнообразования и разрушения волн происходят в жидкости одновременно и оказывают влия-

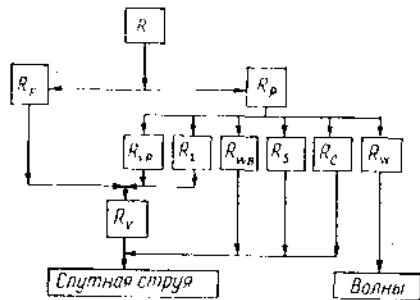
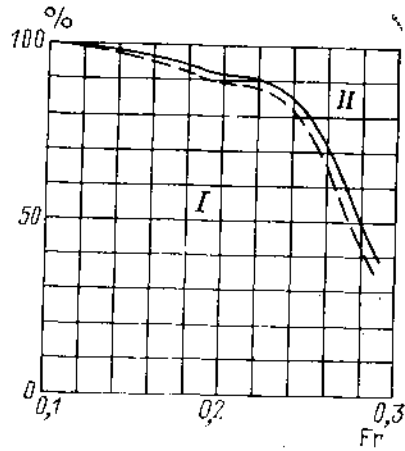


Рис. 1.2. Схема разделения сопротивления движению.

Рис. 1.3. Относительная роль основных составляющих сопротивления транспортного судна и его модели.

I — зона вязкостного сопротивления; II — зона волнового сопротивления; — — — модель, к = 1: 24; - - - судно.



ние друг на друга. Степень этого влияния, как показывают результаты исследований, зависит от формы корпуса судна и его скорости, однако в большинстве случаев она невелика. Это даст возможность использовать гипотезу о независимости составляющих сопротивления, в том числе основных для обычных судов, т. е. R_V и R_W , полагая, что $R_x = R_V + R_W$. Эта гипотеза позволяет при теоретических расчетах вязкостного сопротивления применять в качестве основы теорию пограничного слоя, а для расчетов волнового сопротивления — теорию волновых движений невязкой жидкости.

Так как судно лишь частично погружено в воду, сила сопротивления является суммой сопротивления воды и сопротивления воздуха R_{AA} . Плотность воздуха весьма мала, поэтому для небыстроходных судов взаимодействием процессов, происходящих в потоке воды и воздуха, можно пренебречь, рассматривая сопротивление воздуха как независимую составляющую, и полагать, что полное сопротивление

$$R - R_x = R_V + R_W + R_{AA}. \quad (1.5)$$

Сопротивление воздуха в общем случае, так же как и сопротивление воды, состоит из вязкостной, волновой и индуктивной составляющих, однако у небыстроходных судов в нем доминирует вязкостное сопротивление.

Общая схема разделения сопротивления воды на составляющие с указанием, куда переходят энергетические затраты, связанные с их преодолением, представлена на рис. 1.2.

Для водоизмещающего судна роль отдельных составляющих сопротивления воды в общем его балансе существенно зависит от скорости движения (рис. 1.3). Распределения этих составляющих несколько различаются у судна и его модели вследствие разных законов изменения вязкостного и волнового сопротивлений

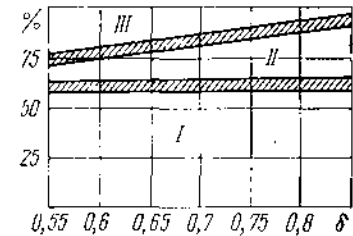


Рис. 1.4. Влияние коэффициента обшивки δ на роль составляющих сопротивления для скоростей полного хода.

I — зона сопротивления трения; II — зона вязкостного сопротивления давления; III — зона волнового сопротивления

в зависимости от скорости и шероховатости судовой поверхности. Соотношение между составляющими сопротивления зависит также от формы корпуса судна (рис. 1.4).

Как показывают рис. 1.3 и 1.4, для транспортных судов основную роль в общем балансе играет вязкостное сопротивление. Сопротивление воздуха движению таких судов при практическом отсутствии ветра невелико и в зависимости от скорости, а также формы надстроек составляет 1,5—3% полного.

§ 2. ОБЩИЕ ФОРМУЛЫ ДЛЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ И БУКСИРОВОЧНОЙ МОЩНОСТИ

В соответствии с принципами теории подобия, изложенными в гл. III первого раздела, сопротивление воды движению судна может быть вычислено по общей формуле

$$R = C \frac{\rho v^2}{2} S, \quad (1.6)$$

где C — безразмерный коэффициент сопротивления; ρ — плотность жидкости; v — скорость судна; S — характерная площадь.

Аналогичные формулы, выраженные через соответствующие коэффициенты, справедливы и для вычисления составляющих сопротивления. Коэффициент сопротивления можно представить в виде суммы:

$$C = C_F + C_{VP} + C_I + C_W + C_{WB} = C_V + C_W + C_{WB}. \quad (1.7)$$

В соответствии с гипотезой о независимости составляющих сопротивления можно полагать, что при движении судна с постоянной скоростью коэффициент вязкостного сопротивления C_V является функцией только числа Рейнольдса Re , а коэффициент волнового сопротивления, равный сумме C_W и C_{WB} , — функцией числа Фруда Fr . Если скорость судна зависит от времени, то обе эти составляющие являются также функцией числа Струхала Sh .

При применении формулы (1.6) для расчета сопротивления воды движению водоизмещающих судов в качестве характерной площади S принимают площадь смоченной поверхности Ω их «голово» корпуса без хода, соответствующего данной осадке, т. е. площадь выступающих частей обычно не учитывают. Если в качестве характерной принята площадь погруженной части мидель-шпангоута ω_M или объем погруженной части корпуса $V^{2/3}$, то связь между коэффициентами сопротивления C_{ω_M} , $C_{V^{2/3}}$ и C определяется соотношениями

$$C = C_{\omega_M} \omega_M / \Omega; \quad C = C_{V^{2/3}} V^{2/3} / \Omega. \quad (1.8)$$

При вычислении $Fr = v/\sqrt{gL}$, $Re = vL/\nu$ и $Sh = L/(vT)$ (T — характерное время) в качестве характерной принимают длину L судна или его модели в статическом положении по ГВЛ, соответствующей данной осадке.

При расчетах ходкости наряду с сопротивлением определяют буксировочную мощность (в ваттах или киловаттах), которую необходимо затратить, чтобы буксировать судно с данной скоростью: $P_E = Rv$. Формулу для определения буксировочной мощности (в л. с.) можно записать и в ином виде, иногда применяемом при проектировании судов:

$$P_E = v_s^3 D^{2/3} / C_E, \quad (I.9)$$

где $v_s = v/0,514$ — скорость судна в узлах; D — в тоннах;

$$C_E = 150 (0,514)^{-3} D^{2/3} / (C_D \Omega) - \quad (I.10)$$

адмиралтейский коэффициент буксировочной мощности. Коэффициент C_E формулы (I.9), которую называют адмиралтейской, представляет размерную величину и, так же как C , является функцией чисел Re и Fr .

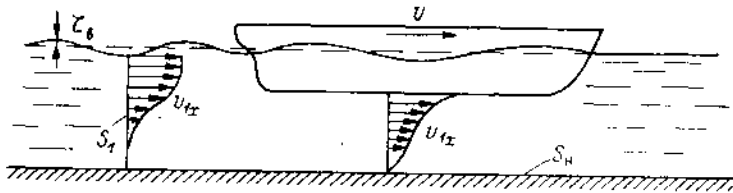


Рис. 1.5. Схема обтекания судна.

Сравнительную оценку ходкости различных судов можно производить, сопоставляя значения их удельного сопротивления R/D при равных числах Fr .

Сопротивление движению судна можно определить, если известны характеристики потока за ним (рис. 1.5). Рассматривая поперечное сечение S_1 на некотором удалении от судна, включающее формирующиеся за судном гидродинамический след и волны, и используя закон количества движения, можно записать выражение для силы сопротивления воды движению судна:

$$R = \int_{S_1} \left[\rho v_x (v - v_x) - p - \gamma z - \rho \overline{v_x^2} + 2\mu \frac{\partial v_x}{\partial x} \right] dy dz + \frac{\gamma}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \zeta_B^2 dy + \mu \int_{S_H} \frac{\partial v_x}{\partial z} dx dy, \quad (I.11)$$

или

$$R = \int_{S_1} \left[\gamma (H_0 - H) + \frac{\rho}{2} (-v_{1x}^2 + v_{1y}^2 + v_{1z}^2) + 2\mu \frac{\partial v_{1x}}{\partial x} - \rho \overline{v_x^2} \right] dy dz + \frac{\gamma}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \zeta_B^2 dy + \mu \int_{S_H} \frac{\partial v_{1x}}{\partial z} dx dy, \quad (I.12)$$

где γ — удельный вес жидкости; μ — динамическая вязкость;

$$\gamma H = p + \gamma z + \frac{\rho}{2} [(v_x - v)^2 + v_{1y}^2 + v_{1z}^2] -$$

полный напор; $\gamma H_0 = \rho v^2/2$ — скоростной напор; $v_{1x} = v_x - v$, v_{1y} , v_{1z} — вызванные скорости потока.

Если глубина жидкости не ограничена, третье слагаемое в формулах (I.11) и (I.12), учитывающее касательные напряжения на дне, равно нулю. При использовании этих формул часто пренебрегают двумя последними слагаемыми в подынтегральной сумме первого интеграла по сечению S_1 , представляющими вязкостные и турбулентные нормальные напряжения. В случае невязкой жидкости при потенциальном течении в соответствии с интегралом Эйлера $H = H_0$ и, следовательно,

$$R = \frac{\rho}{2} \int_{S_1} (-v_{1x}^2 + v_{1y}^2 + v_{1z}^2) dy dz + \frac{\gamma}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \zeta_B^2 dy. \quad (I.13)$$

Это выражение определяет волновое сопротивление в невязкой жидкости.

При движении тела в неограниченной вязкой жидкости и достаточном удалении от тела сечения S_1 , где давление p в следе равно p_∞ , формула (I.11) становится эквивалентной соотношению (III.142) первого раздела.

§ 3. РАСЧЕТ ПЛОЩАДИ СМОЧЕННОЙ ПОВЕРХНОСТИ СУДНА

Поверхность подводной части корпуса судна обычно не удается точно описать явной функцией от координат, поэтому аналитически вычислить ее площадь затруднительно. Это приводит к необходимости использования различных приближенных методов расчета. Достаточную для практических целей точность обеспечивают способы, основанные на приближенном интегрировании длин l_i ($0 \leq i \leq n$) полупериметров погруженных частей шпангоутов судна, снятых с «Корпуса» его теоретического чертежа посредством курвиметра или циркуля-делителя. Если для этого используется теоретический чертеж с равноотстоящими шпангоутами, то согласно правилу трапеций

$$\Omega = \frac{2L}{n} \left(\sum_{i=0}^n l_i - \frac{l_0 + l_n}{2} \right), \quad (I.14)$$

где n — число промежутков между шпангоутами (обычно принимают $n = 20$). Если используется чертеж с чебышевскими шпангоутами, то в соответствии с правилом Чебышева

$$\Omega = \frac{2L}{m} \sum_{i=1}^m l_i, \quad (I.15)$$

где m — число чебышевских шпангоутов. Формулы (I.14) и (I.15) недостаточно учитывают влияние продольной кривизны обводов корпуса, особенно существенной в оконечностях судна, однако для обычных обводов оно невелико, и поправок к значениям Ω , вычисленным по этим формулам, как правило, не вносят.

Расчет площади смоченной поверхности производят для нескольких значений осадки T , и строят зависимость $\Omega = f(T)$ одновременно с грузонным размером судна. На начальных стадиях проектирования, когда известны лишь основные элементы судна, для этого используют приближенные формулы.

Для судов с невысокими значениями коэффициента общей поянтоты δ расчеты можно производить по формуле С. П. Мурагина:

$$\Omega = LT (1,36 + 1,13\delta B/T); \quad (I.16)$$

для транспортных судов с большими значениями δ — по формуле В. А. Семеки:

$$\Omega = LT [2 + 1,37 (\delta - 0,274) B/T]; \quad (I.17)$$

для промысловых судов различных типов — по формуле В. А. Ерошина:

$$\Omega = L_{pD} (0,5B + T) (0,55 + 1,52\delta_{pD}) \quad (I.18)$$

(L_{pp} и δ_{pp} — длина между перпендикулярами и соответствующий ей коэффициент общей полноты); для речных судов без тоннелей — по формуле А. В. Карпова:

$$\Omega = V^{2/3} \left(5,1 + 0,074 \frac{L}{T} - 0,48 \right). \quad (I.19)$$

Эти формулы обеспечивают точность расчета Ω в пределах отклонений, не превышающих 2—4 % значений, определенных по формулам (I.14) и (I.15).

Смоленная поверхность выступающих частей (кронштейнов или выкружек гребных валов, рулей, скуловых килей) может быть вычислена, если имеются соответствующие чертежи. В зависимости от конструкции для двухвинтовых судов суммарная площадь кронштейнов может составлять 0,8—2,5 %, выкружек 1—4 %, скуловых килей 1—3 %, площади смоленной поверхности «голого» корпуса. Суммарная площадь всех выступающих частей у одно- и двухвинтовых судов может составлять 1,5—7,0 % площади смоленной поверхности «голого» корпуса.

Глава II

ВЯЗКОСТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ СУДНА

§ 4. ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТЕЧЕНИЯ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ СУДНА

Условия и закономерности развития пограничного слоя определяются внешним потенциальным потоком, который при обтекании судна имеет трехмерный характер. Трехмерное течение наблюдается и в пограничном слое судна. Общая картина развития пограничного слоя вдоль корпуса судна, как и в случае двумерного слоя, обусловлена в основном особенностями продольного распределения давления. Значение коэффициента давления \bar{p} и степень его изменения в продольном направлении $d\bar{p}/dx$ зависят от геометрии корпуса, главным образом от распределения по длине судна объемов погруженной части корпуса (строевой по шпангоутам), а для относительно быстроходных судов и от числа Fg , характеризующего форму волнового профиля вдоль борта судна. При обтекании судов с достаточно протяженной цилиндрической вставкой и резким изменением площади шпангоутов в оконечностях эпюры продольного распределения давления $\bar{p}(x)$ имеют два минимума. Соответственно на корпусе возникают два участка ускоренного и замедленного течений. Подобным же образом изменяется давление и по длине судов с умеренной длиной цилиндрической вставки, хотя значения минимумов давления \bar{p}_{min} и продольных градиентов давления $d\bar{p}/dx$ в этом случае заметно меньше. Распределение давления по поверхности судов острых образований, у которых площади поперечных сечений плавно уменьшаются от мидель-шпангоута к оконечностям, по типу соответствует распределению, получаемому при обтекании эллипсоидов, т. е. с минимумом давления в средней части. Характерные эпюры продольного распределения давления для судов различных типов показаны на рис. II.1. Поперечное изменение давления вдоль контуров шпангоутов связано с изменением объемов погруженной части по осадке и наиболее ярко выражено в оконечностях судна. Полезную дополнительную информацию об особенностях распределения давления дают планы изобар $p = const$ (рис. II.2), позволяющие судить об общих тенденциях и о возможности локальных изменений в развитии пограничного слоя.

Форма погруженной части судна обычно такова, что линии тока потенциального потока вблизи его поверхности расходятся в носовой оконечности и одновременно, несколько изгибаясь, отклоняются вниз, частично переходя на днище (рис. II.3). В кормовой оконечности наблюдается противоположная картина: подъем и схождение линий тока. Дополнительное искривление линий тока в носу и в корме, а при высоких числах Fg и на бортовой поверхности в середине корпуса обусловлено воздействием поперечных градиентов давления.

Пространственный характер течения в пограничном слое выражается в изменении его параметров не только в продольном, но и в поперечном направлении

и в возникновении дополнительных явлений, которые не наблюдаются при двумерном течении. Это обусловлено несколькими нижеперечисленными факторами.

1. Неодинаковым распределением поверхностного давления вдоль различных линий тока.

2. Особенности взаимного расположения линий тока потенциального потока. В случае расхождения линий тока происходит растекание жидкости в поперечном направлении и утоньшение слоя. Наоборот, в районе поджатия линий тока слой утолщается. Влияние поджатия линий тока особенно сказывается на участках положительного продольного градиента давления и может быть соизмеримо с влиянием изменения давления в продольном направлении.

3. Развитием в слое вторичных течений. При движении жидкости вдоль криволинейных линий тока вектор скорости в пограничном слое по мере приближения к поверхности корпуса постепенно отклоняется от его направления на внешней границе слоя в сторону центра кривизны линий тока под действием сильно изменяющихся по толщине слоя центробежных сил. Профиль средней скорости приобретает сложную пространственную форму и, как показано на рис. III.18 первого раздела, описывается двумя составляющими: профилем относительной скорости основного течения (в направлении линий тока) потенциального потока u_x/v_0 и профилем скорости вторичного (поперечного) потока u_z/v_0 . Степень проявления пространственных эффектов зависит от геометрии корпуса и Fg .

Особенности развития пограничного слоя модели танкера среднего водоизмещения ($\delta = 0,78$, $L/B = 7,1$) исследованы А. Л. Гориным, А. Н. Дубенским

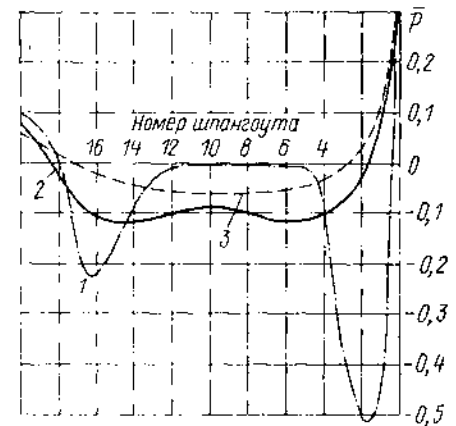


Рис. II.1. Распределение давления вдоль поверхности корпуса.

1 — танкер; 2 — сухогрузное судно; 3 — быстроходное судно.

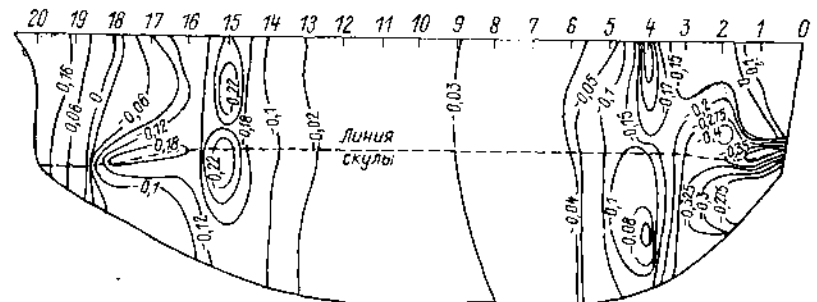


Рис. II.2. Распределение давления по поверхности модели танкера среднего водоизмещения ($\delta = 0,78$, $Fg = 0,18$).

и А. Ф. Пустошным [14, 16]. В носу модели на днищевой поверхности в результате местного поджатия линий тока образуются утолщения пограничного слоя (рис. II.4). Под действием вторичных течений они постепенно смещаются в сторону от ДП. Относительная толщина пограничного слоя δ/x в носовой оконечности изменяется в поперечном направлении от 1 до 3 %. В корме изменение толщины слоя вдоль периметров шпангоутов значительнее (от 1 до 5 %). Здесь пограничный

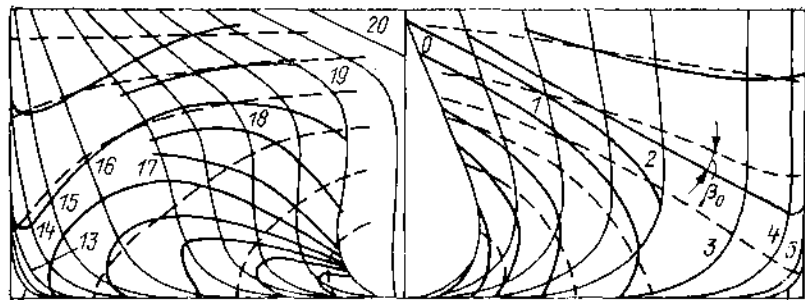


Рис. 11.3. Линии тока вблизи поверхности корпуса модели танкера с $\delta = 0,78$.
 — — — — — поверхностные (предельные) линии тока; - - - - - линии тока потенциального потока.

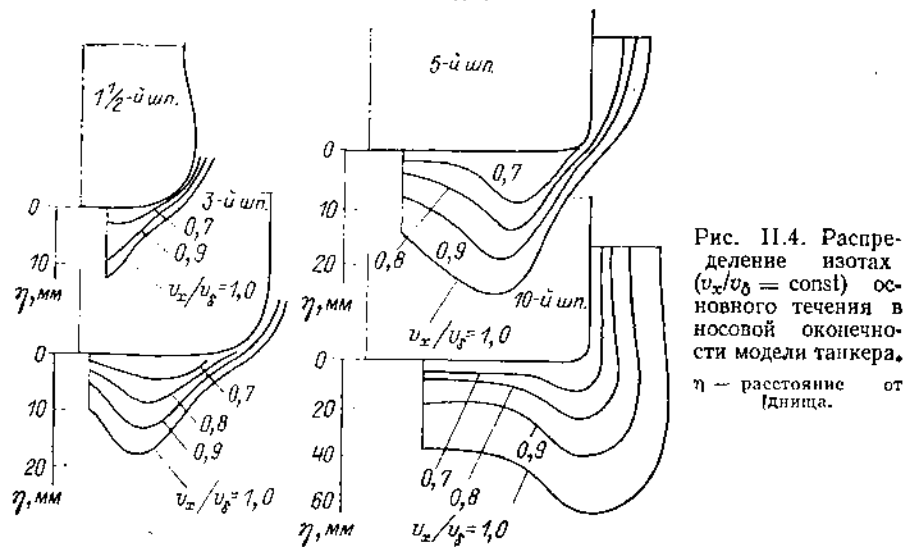


Рис. 11.4. Распределение изотех ($v_x/v_0 = \text{const}$) основного течения в носовой оконечности модели танкера.
 η — расстояние от днища.

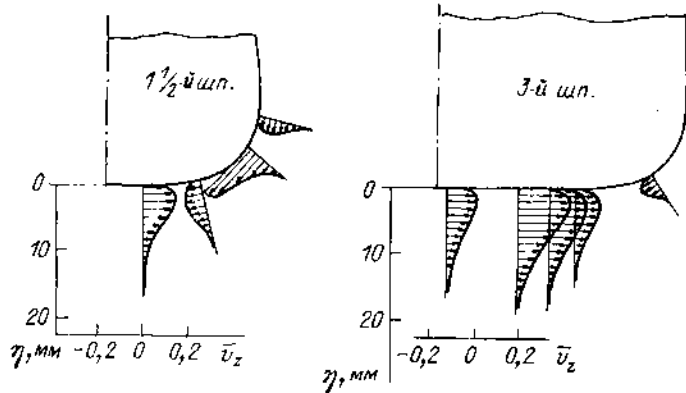


Рис. 11.5. Распределение скоростей вторичного течения в носовой оконечности.

слой уже нельзя считать тонким; перепад гидродинамического давления по его толщине может достигать $\Delta p = 0,10 \div 0,15$. Возможно существенное влияние пограничного слоя на внешний потенциальный поток.

Профили скорости основного течения $\bar{v}_x = v_x/v_0$ на большей части корпуса по форме не слишком отличаются от наблюдаемых в двухмерном слое. Профили скоростей вторичного течения $\bar{v}_z = v_z/v_0$ в носовой и средней частях корпуса

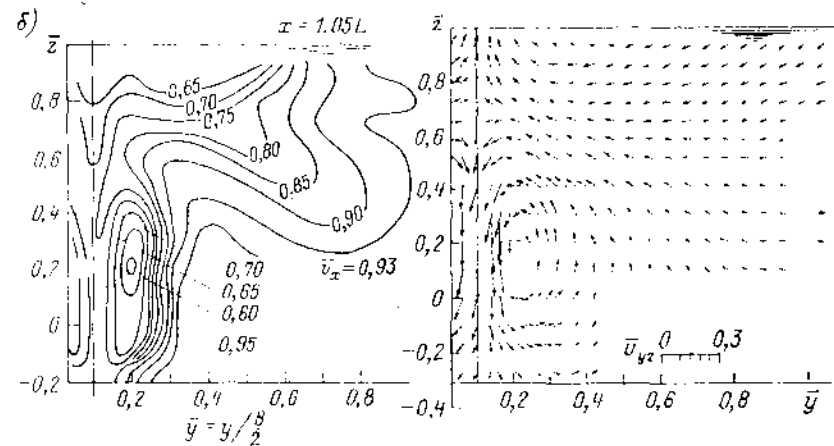
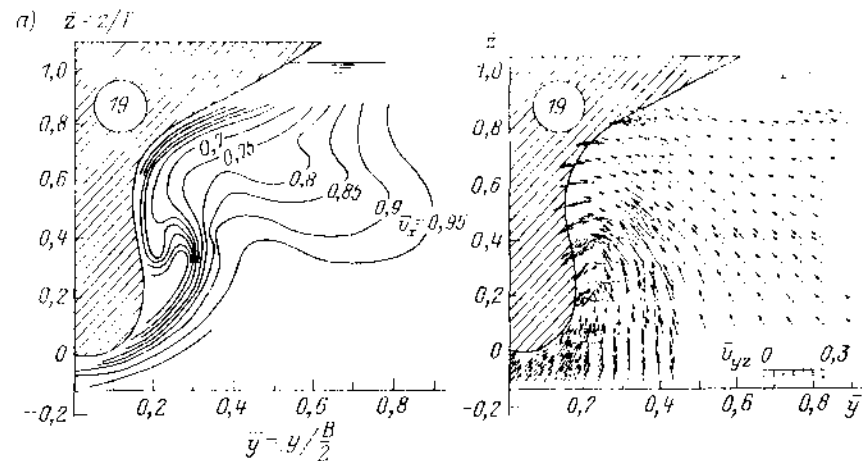


Рис. 11.6. Планы продольных и поперечных скоростей в кормовой оконечности: а — в плоскости 19-го шпангоута; б — на расстоянии $\Delta x = 0,05L$ от кормового перпендикуляра.

Размеры стрелок соответствуют масштабу безразмерной поперечной скорости \bar{v}_{yz} , указанному на рисунке.

имеют форму, близкую к параболической (рис. 11.5). Более сложные вторичные потоки возникают в кормовой оконечности. При рассмотрении планов поперечных скоростей (рис. 11.6) видно, что в корме на некоторых участках, главным образом вблизи скулы, вторичные течения в пограничном слое по мере приближения к поверхности корпуса изменяют направление и должны описываться знакопеременными профилями. Характер распределения безразмерных поперечных скоростей \bar{v}_{yz}

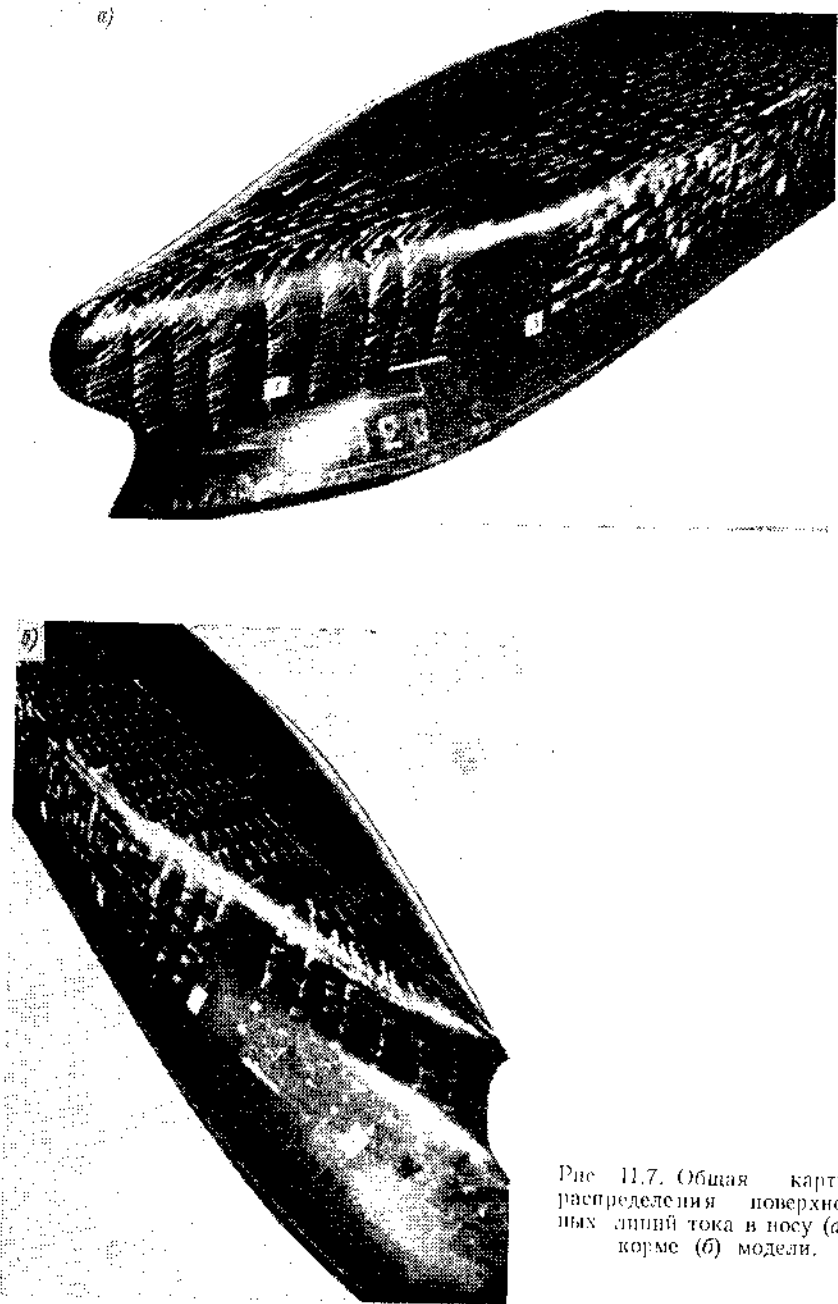


Рис 11.7. Общая картина распределения поверхностных линий тока в носу (а) и корме (б) модели.

в районе скулового закругления свидетельствует о наличии в этой области циркуляционного течения, которое обуславливает последующее формирование дискретных вихрей с продольно ориентированными осями. Общее представление о характере распределения и интенсивности вторичных течений вблизи поверхности корпуса дает сопоставление поверхностных (предельных) линий тока и линий тока потенциального потока (см. рис. 11.3). На некоторых участках различие в направлении линий тока на стенке и внешней границе слоя, определяемое предельным углом скоса потока β_0 , достигает 20–30°. В корме в области положительных продольных градиентов давления поверхностные линии тока почти ортогональны потенциальным линиям тока. Как видно из рис. 11.7, на котором приведены результаты визуализации с помощью красок поверхностного течения, в районе скулового закругления в корме происходит формирование скулового отрыва, присущего только трехмерному пограничному слою.

Качественно такая же картина развития основного и вторичного течений в пограничном слое многих типов морских транспортных судов имеет место и в натурных условиях. При обтекании судов с коэффициентами полноты $\delta > 0,8$ пространственные эффекты в пограничном слое развиты сильнее.

На судах с острыми обводами скорости вторичного течения невелики и неоднородность характеристик слоя в поперечном направлении обусловлена в основном особенностями взаимного расположения (расхождением или поджатием) линий тока внешнего потенциального потока.

Получение экспериментальных данных о трехмерном пограничном слое, необходимых для уточнения представлений о закономерностях изменения вязкостного сопротивления судов, является трудоемкой и сложной задачей. Такие опыты пока проводят лишь в отдельных случаях для исследовательских целей [72, 79].

§ 5. СОПРОТИВЛЕНИЕ ТРЕНИЯ ПРИ ПЛОСКОМ И ОСЕСИММЕТРИЧНОМ ОБТЕКАНИИ ТЕЛ

При анализе составляющих сопротивления вязкостной природы, исследовании закономерностей изменения вязкостного сопротивления и характеристик пограничного слоя судов при изменении числа Re широко используют зависимости, полученные для объектов более простой формы: пластин, крыловых профилей, тел вращения.

Пограничный слой и сопротивление трения плоской пластины. Простейшей схематизацией потока при исследовании основной составляющей вязкостного сопротивления — сопротивления трения судна — является турбулентный пограничный слой и сопротивление трения продольно обтекаемой пластины бесконечного размаха при нулевом градиенте давления.

Первоначальные экспериментальные данные о сопротивлении трения пластины R_{F0} получены в опытовых судостроительных бассейнах во второй половине XIX в. Наиболее известны систематические испытания серии пластин длиной $L = 0,3 \div 15,4$ м и шириной $B = 0,48$ м, выполненные В. Фрудом [10]. Выведенная Фрудом формула для R_{F0} , позже откорректированная и приведенная к метрической системе единиц, имеет вид

$$R_{F0} = \frac{\gamma}{1000} \lambda_T \Omega v_s^{1,825}. \quad (11.1)$$

Коэффициенты трения λ_T рассчитывают с помощью аппроксимирующей зависимости

$$\lambda_T = \left(0,1392 + \frac{0,258}{2,68 + L} \right) [1 + 0,0043 (15 - t)], \quad (11.2)$$

где t — температура воды, °С. В настоящее время формула Фруда представляет в основном исторический интерес.

Наибольшее распространение в судостроении за рубежом получила формула Шенхерра, основанная на ряде известных в 30–40-х гг. экспериментальных данных:

$$\frac{0,242}{\sqrt{C_{F0}}} = \lg (Re C_{F0}). \quad (11.3)$$

Большинство экспериментальных данных о сопротивлении трения плоской поверхности, полученных при испытаниях пластин и понтонов, не свободны от целого ряда методологических погрешностей. При испытаниях пластин и понтонов малой длины могло проявляться влияние ламинарных участков течения в их пограничном слое. Пластинки или понтоны являются пространственными телами, поэтому при их испытаниях мог иметь место «кромочный эффект», выражающийся в существенном увеличении касательных напряжений вблизи продольных кромок вследствие пространственного характера течения в этой области. Кромочный эффект проявляется в ограниченной по ширине пластины зоне (защтрихованной области рис. 11.8, а), сопоставимой с толщиной слоя δ , однако, как показали результаты опытов с большой серией мелкокрытых понтонов ($30 \cdot 10^4 \leq Re \leq 2,5 \cdot 10^6$), выполненных Хьюзом, влияние его на сопротивление трения удлиненных тел может быть значительным. Последующий анализ этих материалов позволил определить показанную на рис. 11.8 «предельную» кривую 1, которая с большей достоверностью определяет сопротивление трения пластины бесконечного размаха.

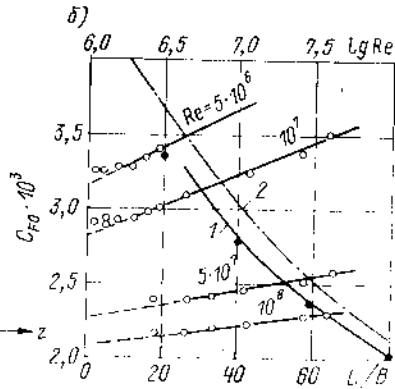
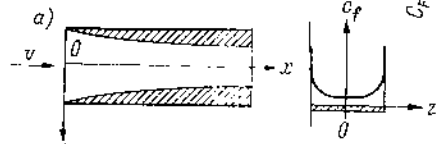


Рис. 11.8. Влияние кромочного эффекта на сопротивление трения понтонов: а — область проявления кромочного эффекта и распределение коэффициентов касательных напряжений c_f в поперечном направлении; б — зависимость коэффициента сопротивления трения C_{F0} от относительного удлинения L/B и числа Re .

1 — предельная кривая коэффициента сопротивления трения пластины; 2 — расчеты по формуле (11.3); ● — расчеты по формуле (11.6); ○ — опыты Хьюза с понтонами.

Недостатком всех формул, полученных эмпирически, является то, что при оценке сопротивления трения природных объектов необходимо экстраполировать полученные зависимости в область чисел Re , лежащую далеко за пределами опыта.

Методы полуэмпирической теории турбулентности (см. гл. III первого раздела) дают возможность получать вполне надежные данные о распределении коэффициента касательных напряжений $c_{f0} = \tau_0 / \frac{1}{2} \rho v_\infty^2$ и коэффициента сопротивления турбулентного трения C_{F0} пластины бесконечного размаха в широком диапазоне чисел Re , включающем значения, соответствующие обтеканию природных объектов. Они позволяют также рассчитать профили скоростей и характерные толщины слоя δ , δ^* и δ^{**} .

Впервые полуэмпирическая зависимость для сопротивления трения пластины была получена Прандтлем в предположении о справедливости логарифмического закона распределения скорости [см. формулу (III.29) первого раздела] по всей толщине слоя. Для найденных им значений C_{F0} Г. Шлихтингом была предложена интерполяционная формула [см. (III.112) первого раздела]

$$C_{F0} = \frac{0,455}{(\lg Re)^{2,58}}, \quad (11.4)$$

а для местного коэффициента трения зависимость

$$c_{f0} = \frac{1}{(2 \lg Re_x - 0,65)^{2,58}}. \quad (11.5)$$

Несмотря на весьма приближенную аппроксимацию профиля скорости и заметное вследствие этого завышение значений C_{F0} и c_{f0} по сравнению с предельной кривой 1 (см. рис. 11.8), формула (11.4) получила широкое распространение в гидромеханике судна.

В настоящее время предложен ряд полуэмпирических зависимостей для характеристик турбулентного пограничного слоя пластины, более точно учитывающих особенности распределения скоростей поперек слоя. Достаточно близкие к опытным результаты (см. рис. 11.8, б) дают зависимости, полученные А. Ф. Пустошиным и В. М. Котловичем [при значениях постоянных $\kappa = 0,4$ и $C = 5,2$ в логарифмическом законе распределения скоростей (III.29) первого раздела], аппроксимированные следующими формулами [22]:

$$C_{F0} = \frac{0,323}{(\lg Re)^{2,15}}; \quad (11.6)$$

$$c_{f0} = \frac{0,201}{(\lg Re_x)^{2,15}}; \quad (11.7)$$

$$\delta = \delta/x = \frac{0,344}{(\lg Re_x)^{1,12}}; \quad (11.8)$$

$$\delta^* = \delta^* x = \frac{0,392}{(\lg Re_x)^{1,12}}. \quad (11.9)$$

Для расчета профиля скорости рекомендуется формула Коулса [см. (III.93) первого раздела], хорошо описывающая распределение скоростей по всей толщине слоя. На рис. 11.9 показаны рассчитанные по этой формуле (для $\kappa = 0,4$; $C = 5,2$ и III.93) графики безразмерного профиля скорости для различных значений числа $Re_x = v_\infty x/\nu$.

Для приближенных оценок профиля скорости может быть использована степенная зависимость

$$v_x/v_\infty = \frac{H-1}{(y/\delta)^2}, \quad (11.10)$$

где $H = \delta^*/\delta^{**}$.

Сопротивление трения крыловых профилей. Влияние на пограничный слой формы профиля (его телесности) связано с особенностями продольного распределения давления $p(x)$. В носовой части профиля в области отрицательного градиента давления ($dp/dx < 0$), где внешний потенциальный поток сообщает жидкости дополнительную кинетическую энергию, пограничный слой тоньше, чем на пластине, напряжения τ_0 трения на стенке выше, а безразмерный профиль скорости v_x/v_∞ полнее. Вблизи выходящей кромки профиля вследствие подтормаживания потока возрастающим в направлении движения давлением ($\frac{dp}{dx} > 0$) толщина слоя δ

возрастает, напряжения трения падают, а безразмерный профиль скорости становится менее полным по сравнению с профилем у пластины. Распределение дефекта скорости $(v_\infty - v_x)/v^*$ поперек слоя в отличие от пластины не является универсальным, а образует в различных точках профиля семейство кривых, форма которых зависит от характера распределения давления и может быть охарактеризована формпараметром пограничного слоя $I = (H-1)/(H\sqrt{c_\tau/2})$, где $c_\tau = 2\tau_0/\rho v_\infty^2$, т. е.

$$(v_\infty - v_x)/v^* = F(y/\delta, I). \quad (11.11)$$

Как показывают опыты [22], закон дефекта скорости в форме (11.11) остается практически постоянным в широком диапазоне чисел Re ($10^6 < Re < 10^9$).

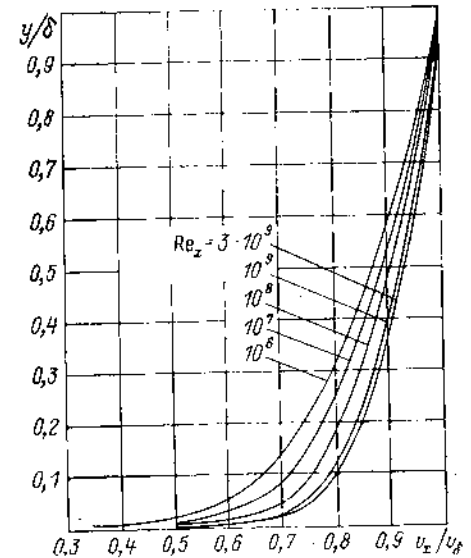


Рис. 11.9. Зависимость безразмерного профиля средней скорости в пограничном слое пластины от числа Re_x .

Современные методы расчета плоского турбулентного пограничного слоя при наличии продольного градиента давления (см. гл. III первого раздела) обеспечивают достаточную точность определения характерных толщин слоя δ , δ^* , δ^{**} , касательных напряжений τ_0 и позволяют рассчитать распределение скоростей поперек слоя в различных точках крыла, используя формулу Коулса. Для приближенных оценок возможно применение степенной зависимости (II.10).

Сопротивление трения крылового профиля на единицу длины его размаха несколько превышает сопротивление трения пластины из-за влияния продольного градиента давления, но главным образом вследствие более высокой средней по хорде скорости v_δ внешнего потенциального потока по сравнению со скоростью v_∞ .

По данным расчетов коэффициент полного сопротивления турбулентного трения C_F при изменении числа Re приблизительно пропорционален коэффициенту сопротивления трения пластины:

$$C_F = 2(1 + k_F) C_{F0} \quad (II.12)$$

При анализе коэффициентов сопротивления профилей необходимо учитывать, что для крыльев в качестве характерной площади принимают не смоченную поверхность, а площадь крыла в плане. Этим объясняется введение множителя 2 в формулу (II.12). Коэффициент пропорциональности k_F зависит от формы профиля крыла и, главным образом, от его относительной толщины e/b , где e — максимальная толщина; b — хорда профиля (рис. II.10).

Сопротивление трения тел вращения.

Пограничный слой при продольном обтекании тел осесимметричной формы представляет частный случай пространственного пограничного слоя. Помимо продольного градиента давления на его формирование оказывает влияние изменение по длине тела радиуса поперечных сечений. Как и в случае пространственных течений, линии тока в носовой оконечности тела вращения расходятся, вследствие

чего происходит уменьшение толщины слоя δ и возрастание касательных напряжений τ_0 по сравнению с плоским течением (рис. II.11). В корме из-за поджатия линий тока пограничный слой утолщается. В непосредственной близости к кормовой оконечности, как и в случае крылового профиля, определяющую роль в развитии слоя играют силы давления.

Из приведенных на рис. II.11 результатов расчетов пограничного слоя плоского профиля, выполненных В. Г. Мишкевичем и Д. И. Шаховым, и расчетов пограничного слоя тела вращения с одинаковым продольным сечением, сделанных Э. Л. Амромилым и И. А. Чичерным, видно, что влияние «телесности» на сопротивление трения оказывается более слабым. Коэффициент сопротивления трения тела вращения, как видно из рис. II.10 и II.12, лишь незначительно превосходит коэффициент сопротивления трения пластины, и, так как значения k_F малы, для оценки C_F тела вращения могут быть использованы зависимости для эквивалентной пластины.

Более существенно влияние пространственности течения на толщину слоя в кормовой оконечности. Эффект поджатия линий тока намного превосходит влияние положительного градиента давления. В результате этого толщина слоя вблизи выходящей кромки тела вращения, несмотря на меньший градиент давления, существенно больше, чем в случае обтекания крылового профиля. Распределение скоростей поперек слоя на большей части поверхности тел вращения с умеренным относительным удлинением ($L/D \leq 10 \div 15$) хорошо описывается формулой Коулса. Эта формула, однако, недостаточно точна для описания распределения скоростей в непо-

средственной близости к кормовой оконечности вследствие влияния поперечной кривизны.

Эффект поперечной кривизны практически не сказывается на суммарном сопротивлении трения тел вращения умеренного удлинения. Поперечная кривизна тела играет заметную роль в формировании пограничного слоя при продольном обтекании цилиндров большого удлинения ($L/D > 20 \div 50$) и приводит к дополнительному увеличению их сопротивления трения (см. [90] первого раздела). Влияние поперечной кривизны на сопротивление трения удлиненных круговых цилиндров может быть определено с помощью кривых, приведенных на рис. II.13,

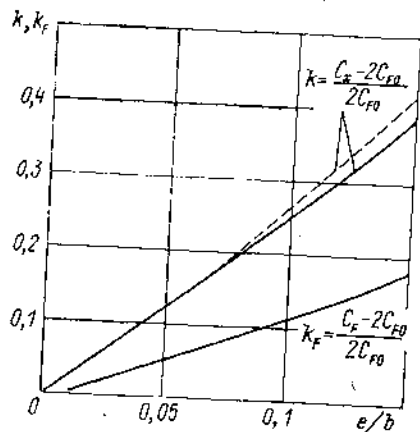


Рис. II.10. Зависимость коэффициентов k_F и k крылового профиля от e/b .

— расчеты В. Г. Мишкевича и Д. И. Шахова; - - - расчеты по формуле (II.20).

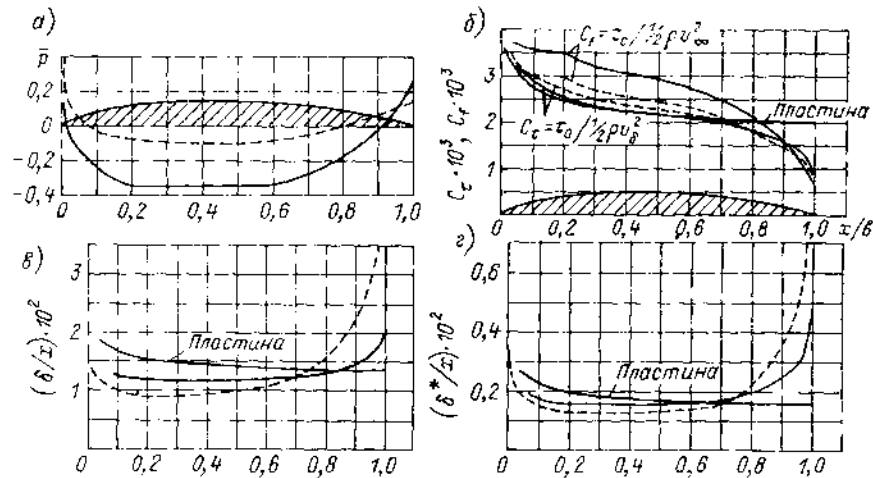


Рис. II.11. Характеристики пограничного слоя симметричного крылового профиля и тела вращения одинакового сечения ($e/b = 0,15$): а — коэффициенты давления; б — коэффициенты трения; в — относительная толщина пограничного слоя; г — относительная толщина вытеснения пограничного слоя.

— — — крылового профиля; - - - тело вращения (при оценке влияния продольного градиента давления путем расчета плоского пограничного слоя).

либо с помощью обобщающих их формул, предложенных В. М. Котловичем:

$$k_F = \frac{C_F - C_{F0}}{C_{F0}} = \frac{(L/D)^{2/3}}{10 (\lg Re_r)^{1,5}}; \quad (II.13)$$

$$k_f = \frac{c_f - c_{f0}}{c_{f0}} = 0,2 \frac{(x/D)^{0,615}}{(\lg Re_r)^{1,75}}; \quad (II.14)$$

$$k_{\delta^*} = \frac{\delta^* - \delta_0^*}{\delta_0^*} = 0,04 \frac{(x/D)^{0,615}}{(\lg Re_r)^{1,5}}; \quad (II.15)$$

справедливых при $L/D \leq 100$ и $10^4 \leq \frac{rv_\infty}{v} \leq 10^6$ (индекс «0» соответствует пластине).

Экспериментальное определение местных сил трения. На практике наиболее распространен предложенный Клаузером (см. [71] первого раздела) метод, основанный на анализе логарифмического участка измеренного профиля средней скорости. Логарифмическое соотношение для закона стенки [см. формулу (III.29) первого раздела], описывающее течение в этой области, можно представить в виде

$$v_x/v_\delta = \sqrt{c_\tau/2} \left(\frac{1}{x} \ln \frac{y v_\delta}{\nu} + \ln \sqrt{c_\tau/2} \right) + C \sqrt{c_\tau/2}. \quad (II.16)$$

С помощью этой формулы рассчитывают семейство кривых $v_x/v_0 = f\left(\lg \frac{y v_0}{\nu}\right)$ для различных значений $c_T = \frac{2\tau_0}{\rho v_0^2}$ (рис. II.14). Нанесенный на полученную диаграмму экспериментальный профиль скорости позволяет достаточно точно определить коэффициент касательных напряжений.

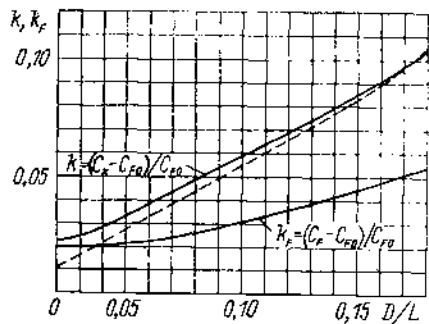


Рис. II.12. Влияние относительного удлинения на коэффициенты k_F и k_T тела вращения.

— расчеты Э. Л. Амброзина и И. А. Чирерина; - - - расчеты по формуле (II.21).

обстоятельство необходимо учитывать при сопоставлении полученных данных с материалами других авторов.

Престон [15] предложил более простой способ определения c_T , основанный на измерении полного напора $H = \rho v^2/2 + p$ с помощью полнонапорной трубки, при-

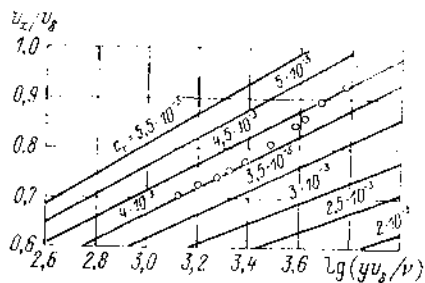


Рис. II.14. Диаграмма для определения коэффициента касательных напряжений по методу Клаузера.

○ — экспериментальные значения скорости в пограничном слое.

ложенной вплотную к поверхности тела, и поверхностного давления p . Как и в методе Клаузера, в этом способе используют зависимость (III.29) первого раздела для описания профиля скорости в пристеночной области турбулентного пограничного слоя. Основываясь на законе местного динамического подобия, можно получить соотношение

$$\frac{H-p}{\rho v^2} = F\left(\frac{\tau_0 d^2}{\rho v^2}\right).$$

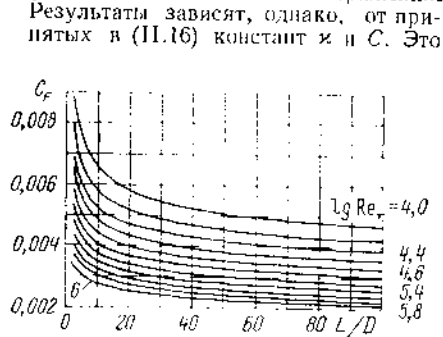


Рис. II.13. Коэффициенты сопротивления трения при продольном обтекании круговых цилиндров (по данным расчетов Е. Е. Солодкина) ($Re_T = v_\infty/\nu$).

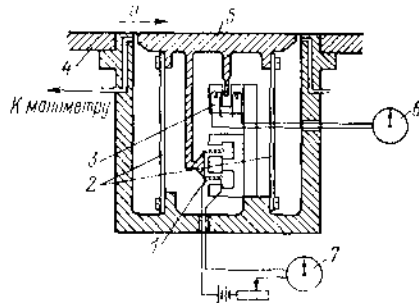


Рис. II.15. Датчик для измерения местных сил трения.

1 — электромагнит; 2 — упругие пластины; 3 — датчик перемещения; 4 — поверхность модели; 5 — диск; 6 — индикатор перемещения; 7 — индикатор силы.

где d — наружный диаметр трубки. Результаты экспериментальных исследований показывают, что при $\lg [(H-p)d^2/(4\rho v^2)] > 0$ и отношении внутреннего диаметра трубки к наружному $d_{\text{вн}}/d \approx 0,6$ имеет место логарифмическая зависимость

$$\lg \frac{\tau_0 d^2}{4\rho v^2} = 2,604 + \frac{7}{8} \lg \frac{(H-p)d^2}{4\rho v^2}. \quad (II.17)$$

Для определения c_T достаточно одного измерения. В практическом отношении этот метод более удобен, в особенности если требуется определить касательные напряжения во многих точках, но менее точен по сравнению с методом Клаузера.

Для приближенных оценок c_T можно при наличии экспериментального профиля скорости воспользоваться эмпирической зависимостью Людвига и Тильмана [см. (III.100) первого раздела] либо формулой О. П. Орлова и А. Ф. Пустошного [22]:

$$c_T = 6,05 \cdot 10^{-2} \left[\frac{1 - 1,17 \left(\frac{H-p}{H} \right)^2}{\lg (0,267 H Re^{**})} \right]^2, \quad (II.18)$$

где $Re^{**} = v_0 \delta^{**}/\nu$.

В исследовательских работах иногда находит применение метод прямого взвешивания местных сил трения. Этот метод заключается в измерении силы трения, действующей на малый «плавающий» элемент поверхности, соединенный с силовым измерительным электрическим датчиком, расположенным внутри тела. Один из таких приборов [15] показан на рис. II.15. Применение этого метода ограничивается измерением сил трения у пластины или участков поверхности удлиненных тел с небольшими продольными перепадами давления.

§ 6. ВЯЗКОСТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ КРЫЛОВЫХ ПРОФИЛЕЙ И ТЕЛ ВРАЩЕНИЯ

Вязкостное сопротивление давления R_{VP} при обтекании крыловых профилей и тел вращения обусловлено обратным влиянием пограничного слоя на внешний потенциальный поток. Развитие слоя вызывает отклонение линий тока по сравнению с невязкой жидкостью и, как следствие, изменение давления. Спротив-

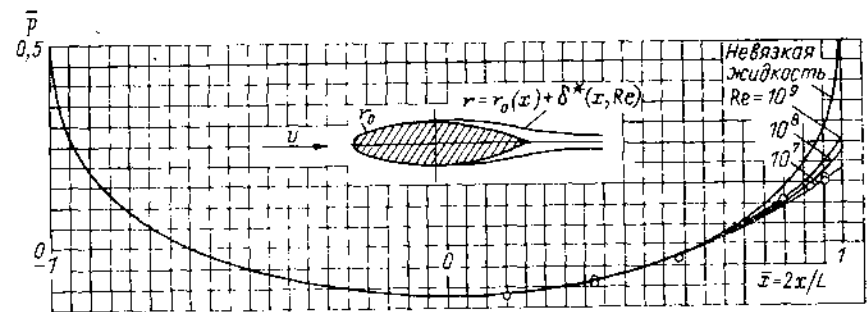


Рис. II.16. Изменение распределения давления вдоль тела осесимметричной формы

$$\left[r_0 = \frac{D}{2} \left[1 - \left(\frac{x}{L} \right)^2 \right] \right]; L/D = 6,0 \text{ в зависимости от числа } Re \text{ [22].}$$

○ — экспериментальные точки ($Re \approx 10^7$).

ление давления составляет у удлиненных тел относительно небольшую долю от сопротивления трения. Поэтому экспериментальное определение его требует высокой точности измерения давления. Методы расчета сопротивления давления основаны на применении схемы Л. Г. Лойцянского (см. § 13 первого раздела). Результаты расчета по этой схеме, выполненного А. Ф. Пустошным, показаны на рис. II.16.

Как видно из рис. II.16, влияние вязкости проявляется в основном в районе кормовой оконечности в пределах $(0,15 \pm 0,20) L$. В результате интегрирования давлений установленно, что коэффициент сопротивления давления C_{VP} удобообтекаемых удлиненных тел как в случае плоского, так и при осесимметричном обтекании уменьшается с ростом числа Re пропорционально коэффициенту сопротивления трения пластины: $C_{VP} = k_p C_{F0}$. Этот вывод подтверждается также и результатами расчетов полного вязкостного сопротивления с помощью методов, рассмотренных в гл. III первого раздела. Следовательно,

$$C_V = \frac{R_V}{\frac{1}{2} \rho v^2 \Omega} = C_{VP} + C_F = (1 + k_p + k_F) C_{F0} = (1 + k) C_{F0}, \quad (II.19)$$

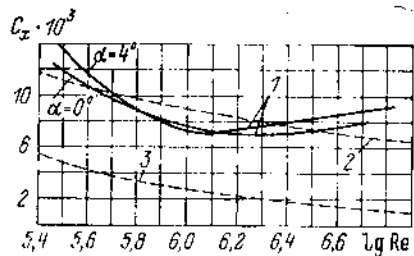


Рис. II.17. Зависимость коэффициента сопротивления крылового профиля от числа Re и угла атаки α .

1 — результаты продувок крылового профиля (по данным Гольдштейна); 2 — удвоенный коэффициент сопротивления турбулентного трения пластины; 3 — удвоенный коэффициент сопротивления ламинарного трения пластины.

малых D/L , т. е. для очень удлиненных тел (см. рис. II.12), сопротивление которых в пределе стремится к сопротивлению иглы, а не пластины [см. формулу (II.13)].

Все приведенные выше формулы и результаты расчетов соответствуют полностью турбулентному обтеканию. Наличие ламинарных и переходных участков в носовой части тел может оказывать существенное влияние не только на значения, но и на характер изменения $C_x = f(Re)$. Представление об изменении сопротивления в зависимости от числа Re дают показанные на рис. II.17 результаты продувок в аэродинамической трубе крылового профиля ($e/b = 0,15$). Несмотря на то что при малых числах Re , равных $(1 \pm 2) \cdot 10^5$, сопротивление трения из-за влияния ламинарного и переходного течения должно быть значительно ниже по сравнению с турбулентным, а в некоторых случаях может соответствовать практически полностью ламинарному обтеканию, измеренное сопротивление оказывается достаточно высоким за счет увеличения сопротивления давления вследствие отрыва пограничного слоя. При $Re > (2 \pm 5) \cdot 10^6$ сопротивление профиля обусловлено в основном силами трения; коэффициент сопротивления давления C_{VP} не превосходит 15%. В случае турбулентного режима обтекания [$Re > (6 \pm 8) \cdot 10^6$] сопротивление профиля практически совпадает с расчетным.

§ 7. ВЯЗКОСТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПЛОХООБТЕКАЕМЫХ ТЕЛ

При обтекании тел с большой кривизной поверхности в области значительных положительных градиентов поверхностного давления ($\frac{dp}{dx} \gg 0$) возникает отрыв пограничного слоя. Явление отрыва сопровождается отделением и отклонением

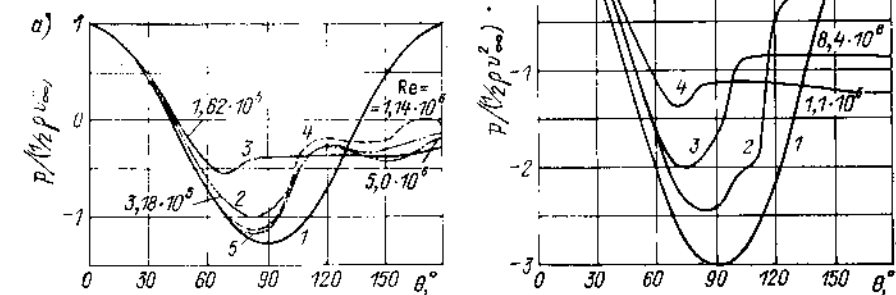
линий тока от поверхности тела с последующим образованием в пристеночных слоях жидкости области обратных течений, содержащей дискретные нестационарные вихри. В точке отрыва эпюра средней скорости имеет перегиб. В случае плоского и осесимметричного пограничного слоя касательные напряжения на поверхности тела в этой точке равны нулю:

$$\frac{dv_x}{dy} = 0 \quad \text{при } y = 0 \text{ и } c_f = 0. \quad (II.22)$$

Отрыв потока вызывает резкое увеличение толщины слоя в корме и образующегося за телом гидродинамического следа. В отличие от плавного (безотрывного) обтекания наблюдается сильное взаимодействие оторвавшегося слоя с внешним потенциальным потоком, проявляющееся не только в области отрыва, но и на участках поверхности расположенных вверх по потоку. Это наглядно иллюстрируется приведенными на рис. II.18 эпюрами распределения коэффициента давления по поверхности кругового цилиндра [84] и шара [55].

Рис. II.18. Распределение коэффициента давления по поверхности шара (а) и кругового цилиндра (б).

1 — потенциальное обтекание; 2-5 — экспериментальные данные.



Давление по поверхности тела в области отрыва остается практически постоянным. Вследствие сильного обратного влияния слоя на распределение давления существенно возрастает сопротивление давления вязкостной природы, а в случае циркуляционного обтекания уменьшается подъемная сила. Для кругового цилиндра сопротивление давления R_{VP} составляет в среднем 98%, а сопротивление трения R_F — всего лишь 2% полного сопротивления.

Возникновение отрыва и положение его по длине тела зависят не только от суммарных потерь энергии на трение, но и от характера распределения осредненных скоростей в пристеночной части пограничного слоя. Несмотря на меньшие потери, отрыв ламинарного пограничного слоя наступает при меньших положительных градиентах давления, чем турбулентного, так как при турбулентном течении эпюра скорости $v_x(y)$ вблизи стенки полнее и пристеночные слои жидкости обладают большей кинетической энергией. С этим связано возникновение так называемого «кризиса» сопротивления, выражающегося в резком уменьшении по мере возрастания числа Re коэффициента сопротивления плохообтекаемых тел $C_x = R / \left(\frac{1}{2} \rho v^2 \omega_{max} \right)$,

где ω_{max} — площадь максимального поперечного сечения.

Особенности явления кризиса сопротивления рассмотрим на примере поперечного обтекания кругового цилиндра. Выделяют четыре режима обтекания цилиндра (рис. II.19).

1. Докризисный режим ($Re = Du/v \leq 10^5$), когда течение в пограничном слое ламинарное вплоть до места отрыва. Положение точки отрыва в этой области практически не изменяется с ростом числа Re и определяется координатой $\theta_s = 78 \pm 8^\circ$. Коэффициент сопротивления также мало изменяется. По данным разных ав-

торов, его значение, составляет 1,1—1,2. В районе отрыва форма линий тока выпуклая и ширина гидродинамического следа превосходит диаметр цилиндра. В следе за цилиндром четко различима цепочка вихрей (дорожка Кармана). Число Струхала, характеризующее частоту n возмущений в следе за цилиндром, постоянно и равно $Sh = nD/v = 0,21$.

2. Кризисный режим ($10^3 < Re < 6 \cdot 10^5$). В области кризиса коэффициент сопротивления резко уменьшается, а число Sh возрастает (до 0,4). Граница отрыва перемещается в корму в точку с координатой $\theta_s = 135^\circ - 140^\circ$. Значения Re , при которых наступает явление кризиса сопротивления цилиндра и других плохообтекаемых тел с нефиксированной точкой отрыва, уменьшаются с ростом степени турбулентности натекающего потока, вызывающим более ранний переход в пограничном слое. Критические числа Рейнольдса могут быть существенно уменьшены путем применения мер искусственной турбулизации пограничного слоя. При наличии шероховатости поверхности тела явление кризиса и возникновение транскритического режима обтекания достигается при меньших значениях Re по сравнению с гидродинамически гладкой поверхностью (рис. 11.20).

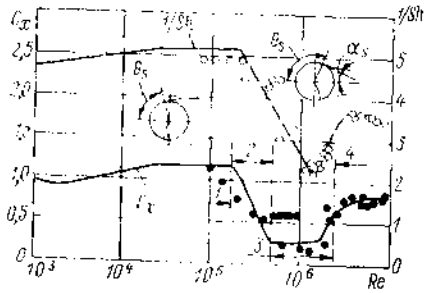


Рис. 11.19. Зависимость коэффициента сопротивления и числа Sh кругового цилиндра от числа Re .

1 - докризисный режим; 2 - кризисный режим; 3 - закризисный режим; 4 - транскритический режим.

3. Закризисный режим ($5 \cdot 10^5 < Re < 3,5 \cdot 10^6$). Здесь после небольшой области Re , где C_x изменяется слабо и его можно считать постоянным, происходит резкое увеличение коэффициента сопротивления C_x от 0,3 до 0,75 и уменьшение числа Sh до 0,27. Это явление связано с постепенным перемещением точки перехода вверх по потоку и увеличением протяженности предшествующей отрыву области турбулентного течения. В начальном участке области отрыва форма линий тока вогнутая и ширина спутной струи меньше диаметра цилиндра. В закризисной области, как и в области кризиса, нет столь четкой картины вихреобразования в следе, по крайней мере в его начальном участке, которая наблюдается при ламинарном отрыве.

4. Транскритический режим ($Re > 3,5 \cdot 10^6$). Отрыв слоя происходит в точке $\theta_s = 110^\circ - 120^\circ$. Вихреобразование в следе вновь становится более упорядоченным. Коэффициент сопротивления и число Sh в транскритической области очень слабо изменяются, поскольку переход в пограничном слое происходит на достаточном удалении от точки отрыва ($\theta_s = 65^\circ$ при $Re = 3,6 \cdot 10^6$) и положение ее в дальнейшем мало изменяется с ростом числа Re . Именно в этой области с достаточной для практики точностью сопротивление цилиндра можно считать автоматическим.

Все указанные выше количественные данные относятся к случаю цилиндра бесконечного удлинения. Коэффициент сопротивления цилиндра конечного размера уменьшается по мере увеличения отношения $\lambda = L/D$ (рис. 11.21).

Картина отрыва осесимметричного пограничного слоя подобна наблюдаемой при плоском обтекании. В месте отрыва происходит отделение потока и затем развитие области обратных течений, содержащей дискретные кольцеобразные вихри. В точке отрыва выполняется условие (11.22). На некотором расстоянии от точки отрыва вниз по потоку площадь поперечного сечения поверхностей тока внешнего потенци-

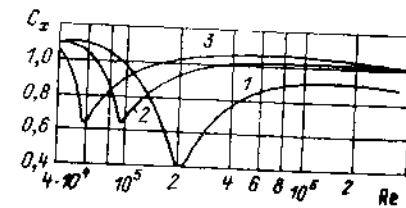


Рис. 11.20. Зависимость коэффициента сопротивления цилиндра от степени шероховатости поверхности (по данным Ахенбаха).

1 $k_B/D = 1,1 \cdot 10^{-4}$; 2 $k_B/D = 4,5 \cdot 10^{-4}$; 3 $k_B/D = 9 \cdot 10^{-4}$.

ального течения изменяется незначительно и поверхностное давление, также как и при плоском обтекании, практически постоянно. Явление кризиса обтекания проиллюстрировано на рис. 11.22 и 11.23 результатами опытов с шаром [55].

По данным Кемпфа и других исследователей, критический угол наклона контура меридионального сечения в корме α_n , обеспечивающий условие безотрывного обтекания тел вращения удлиненной формы, изменяется в диапазоне 18—20°.

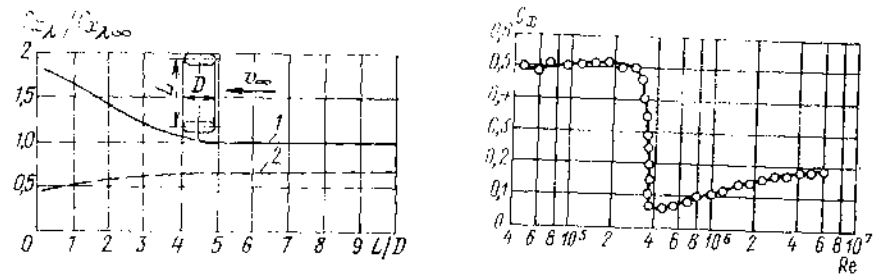


Рис. 11.21. Влияние относительного удлинения на сопротивление кругового цилиндра.

1 - закризисный режим обтекания, $Re = 8 \cdot 10^4$ (по данным опытов А. П. Короткина и Г. В. Перелудова); 2 - докризисный режим обтекания (по данным опытов Гольдштейна).

Рис. 11.22. Зависимость коэффициента сопротивления C_x шара от Re .

Из приведенного анализа закономерностей изменения сопротивления в условиях кризиса обтекания следует, что наиболее благоприятный режим имеет место тогда, когда область ламинарно-турбулентного перехода располагается непосредственно перед началом отрыва. Явление кризиса наблюдается и при обтекании более удлиненных тел (рис. 11.24). В этом случае при переходе от ламинарного режима те-

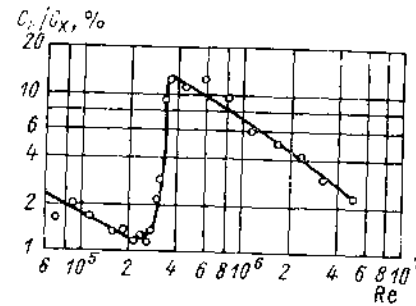


Рис. 11.23. Зависимость относительного сопротивления трения шара C_f/C_x от Re .

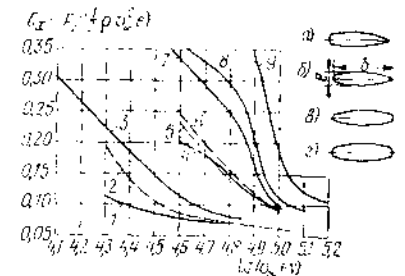


Рис. 11.24. Зависимость C_x от Re при отрывном обтекании цилиндрических тел различной формы: а - крыловой профиль (1); б - стойка (2); в - чевицеобразный профиль (3); г - эллипс (4-9).

1 - $b/c = 4,0$; 2 - $b/c = 3,39$; 3 - $b/c = 4,05$; 4 - $b/c = 4,5$; 5 - $b/c = 4,0$; 6 - $b/c = 3,5$; 7 - $b/c = 3,0$; 8 - $b/c = 2,5$; 9 - $b/c = 2,0$.

чения к турбулентному влияние отрыва на сопротивление уменьшается, а иногда, например при обтекании крыловых профилей, точка отрыва смещается в кормовую критическую точку и тело становится хорошообтекаемым.

У плохообтекаемых тел с острыми кромками, которые фиксируют положение точки отрыва, кризис сопротивления отсутствует. Характерными примерами таких тел служат пластина, поставленная поперек потока, продольно обтекаемый цилиндр,

диск. На рис. П.25 дана зависимость коэффициента сопротивления поставленных поперек потока пластин от отношения сторон B/L . Влияние относительного удлинения L/D на сопротивление продольно обтекаемого кругового цилиндра показано на рис. П.26. Коэффициент сопротивления C_x диска, расположенного поперек потока, постояен и равен 1,12. Подробные сведения о сопротивлении тел плохобтекаемой формы содержатся в [52 и 64].

Помимо отрыва потока, связанного с общим характером распределения давления в корме, возможно возникновение локальных отрывов плоского или осесим-

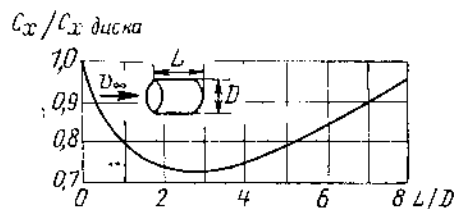
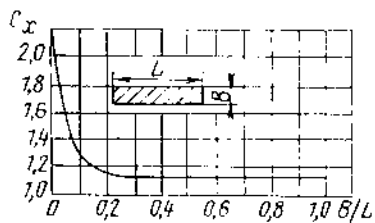


Рис. П.25. Влияние относительного размаха пластины на ее сопротивление.

Рис. П.26. Относительный коэффициент сопротивления цилиндра при его продольном обтекании.

метричного пограничного слоя в носовой оконечности при наличии значительных положительных градиентов давления, а также в месте расположения выступов, углублений (вырезов) или изломов контура тела (рис. П. 27). Локальный отрыв обычно сопровождается образованием дискретного вихря. Для этого типа отрыва характерно наличие замкнутой области установившегося вихревого течения, отделяемой от основного потока некоторой поверхностью, и последующее присоединение потока к поверхности тела.

С точки зрения обтекания судна большой интерес представляют пространственный пограничный слой и пространственный отрыв, отличающиеся большим разно-

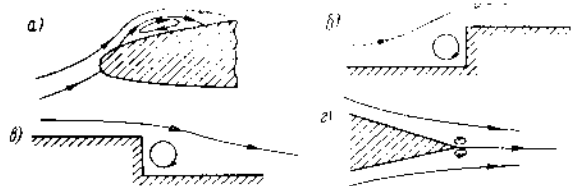


Рис. П.27. Формы локального отрыва пограничного слоя: а — в носовой оконечности; б — в месте расположения выступов; в — в месте расположения углублений; г — в месте изломов контура.

образием форм. Важную роль в их формировании, помимо продольного градиента давления, играют поперечные градиенты давления, геодезическая кривизна линий тока потенциального потока и развивающиеся в слое вторичные течения. Характерным примером пространственного отрыва пограничного слоя служит отрыв при косом обтекании эллипсоида вращения, исследованный Уонгом. При малых углах атаки ($\alpha = 3 \div 6^\circ$, рис. П.28) картина течения в области отрыва в общих чертах не слишком отличается от наблюдаемой при продольном обтекании осесимметричного тела. Под действием возрастающего вдоль линий тока давления скорости жидкости направлены навстречу основному течению. Происходит отделение потока. Резко увеличивается толщина пограничного слоя в корме. Но в отличие от двухмерного течения здесь нет линии отрыва, характеризующейся нулевыми значениями местного трения. При подходе к границе отрыва поверхностные линии тока (рис. П.28, б), отклоняясь от направления основного течения, стремятся к некоторой предель-

ной линии, условно называемой «оггибающей» поверхностью линий тока, но не перескают ее. Аналогично и расположение линий тока, выходящих из кормовой критической точки. По мере увеличения угла атаки до $\alpha = 12 \div 15^\circ$ помимо области отрыва в корме $S-S$, отличающейся от предыдущего случая лишь протяженностью

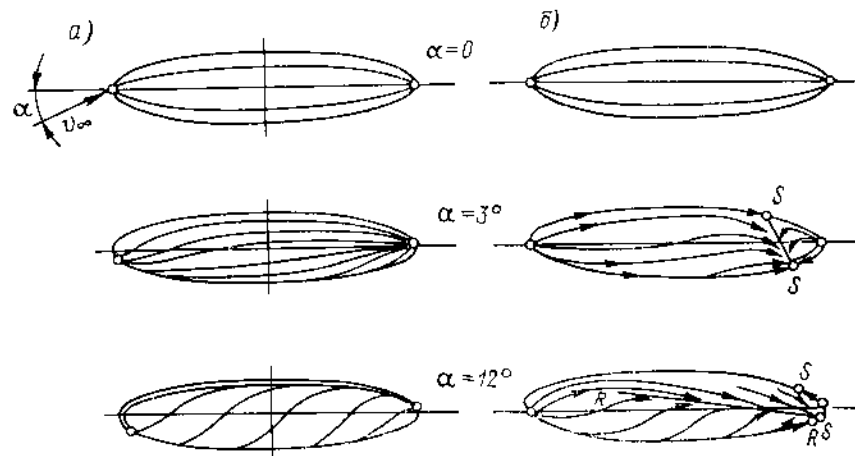


Рис. П.28. Расположение линий тока при косом обтекании эллипсоида вращения: а — линии тока потенциального потока; б — поверхностные предельные линии тока (эксперимент).

на боковой поверхности тела образуется еще одна область отрыва $R-R$. Это обусловлено повышением роли поперечных градиентов давления при увеличении угла атаки. Вблизи границы области отрыва $R-R$, расположенной на некотором расстоянии за линией минимума эпюры поперечного распределения давления, линии тока также стекаются к некоторой предельной (оггибающей) линии, вдоль которой $\tau_0 \neq 0$.

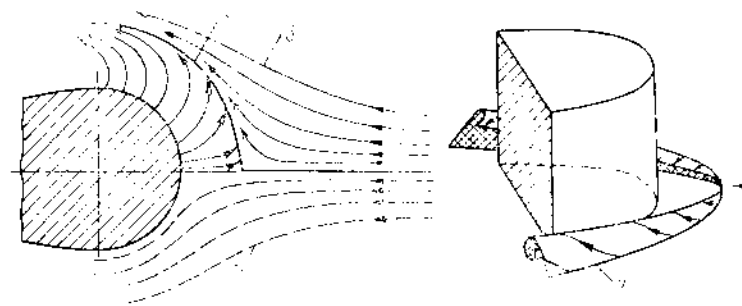


Рис. П.29. Схема развития отрыва при обтекании стойки, расположенной в пограничном слое кормы, са.

1 — линии тока потенциального потока; 2 — граница области отрыва; 3 — поверхностные предельные линии тока; 4 — подковообразный вихрь.

В районе отрыва наблюдается местное утолщение слоя, но отделения потока от поверхности корпуса не происходит. Отличительной особенностью отрыва слоя на боковой поверхности является образование незамкнутых линий отрыва. Поверхностные линии тока, расположенные по разные стороны границы отрыва, в этом случае выходят из носовой критической точки. Вдоль линии отрыва образуется вторичная завихренность потока и формируется дискретный вихрь с осью, ориентированной в продольном направлении. Возможность образования циркуляционных течений в области бортового отрыва подтверждена экспериментально и теоретиче-

ски для случая ламинарного слоя [52]. При увеличении угла атаки α до $40-50^\circ$ преобладающее значение имеет отрыв на бортовой поверхности, подобный до некоторой степени отрыву при поперечном обтекании цилиндра.

Отрывные явления, возникающие при косом обтекании тел вращения, наблюдаются и на многих других объектах, в том числе и на корпусе судна.

Иной тип пространственного отрыва наблюдается при обтекании расположенной в двухмерном или пространственном пограничном слое стойки (например, выступающих частей корпуса судна, крыльев и оперения самолета). Изменение продольных и поперечных градиентов давления перед преградой, установленной на поверхности тела, вызывает искривление потенциальных линий тока. При движении жидкости вдоль криволинейных линий тока в условиях положительных градиентов давления в пограничном слое тела возникают интенсивные вторичные потоки, а

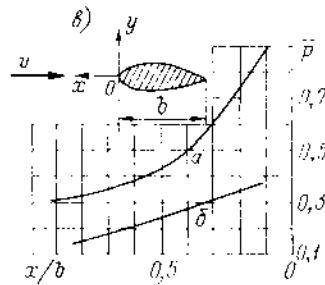
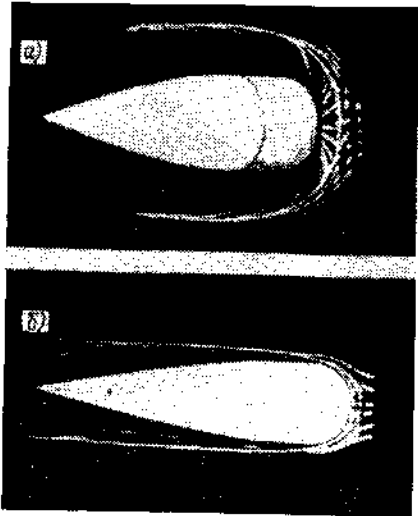


Рис. 11.30. Пространственный отрыв вблизи стойки, установленной на поверхности пластины [14]: $a - h/\delta = 5,0$; $b - h/\delta = 0,66$; α — распределение давления перед стойками.

в ограниченной области в носовой части стойки — встречное течение, в результате чего происходит пространственный отрыв слоя, схема развития которого показана на рис. 11.29 [52, 64]. Образующаяся вблизи границы области отрыва вторичная завихренность вызывает сворачивание линий тока и формирование подковообразного «подпорного» вихря 4. В отличие от воздействия отрыва при обтекании двухмерной преграды (см. рис. 11.27) влияние этого типа отрыва на пограничный слой не ограничивается локальной областью. Значительные возмущения в слое существуют и на большом удалении за преградой.

Дополнительное увеличение сопротивления обусловлено не только затратами энергии на вихреобразование, но и вторичным влиянием распространяющихся по потоку вихрей на пограничный слой тела. Данные о сопротивлении стоек различной формы содержатся в [64]. Перераспределение осевых и поперечных скоростей в пограничном слое тела в результате воздействия подпорных вихрей может также приводить к неблагоприятным эффектам при работе движителя и других устройств.

Положение границы отрыва и циркуляция вихрей зависят от размеров и формы поперечного сечения преграды, отношения ее высоты h к толщине пограничного слоя корпуса и формы в плане (рис. 11.30). Наклон передней части стойки, наличие галтели в месте соединения стойки с корпусом и уменьшение ее относительной высоты способствуют уменьшению продольных градиентов давления перед стойкой и интенсивности вихреобразования. При обтекании треугольной в плане преграды циркуляция вихрей существенно уменьшается, а в некоторых случаях (например, при обтекании выкружек и ребристых валов) вихреобразование практически отсутствует.

§ 8. ВЯЗКОСТНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ СУДНА

Вязкостное сопротивление судна R_V равно сумме сопротивления трения R_F , определенного с учетом влияния продольной и поперечной кривизны поверхности корпуса на значения и направления касательных напряжений, и сопротивления давления вязкостного происхождения (сопротивления формы) R_{VP} , обусловленного обратным влиянием пограничного слоя на распределение давления по поверхности корпуса и явлением отрыва. Коэффициенты составляющих вязкостного сопротивления зависят от Re , формы обводов и от характера волнообразования при движении судна, т. е. от Fr : $C_V(Re, Fr) = C_F(Re, Fr) + C_{VP}(Re, Fr)$.

Существенно расширяют возможности исследования вязкостного потока вблизи корпуса судна методы теории пространственного турбулентного пограничного слоя. Как видно из приведенных на рис. 11.31 результатов расчетов «относительно тонкого» пограничного слоя судна, выполненных А. Л. Горным, в ряде случаев эта теория обеспечивает возможность количественных оценок характеристик слоя и

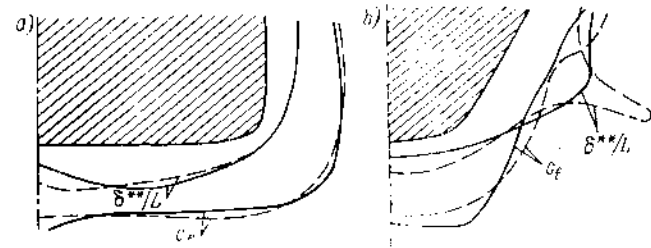


Рис. 11.31. Характеристики пограничного слоя модели сухогрузного судна ($\delta = 0,675$) в районах 10-го (а) и 18-го шпангоута (б).

результаты расчета пространственного турбулентного пограничного слоя [14]; — экспериментальные данные [72].

касательных напряжений на большей части поверхности судна за исключением участка, расположенного в непосредственной близости к кормовой оконечности. Результаты подобных расчетов показывают, что влияние кривизны поверхности на сопротивление трения корпуса не велико: коэффициент влияния формы корпуса на сопротивление трения $k_{FR} = (C_F - C_{F0})/C_{F0}$ составляет 0,02–0,04. Поэтому при определении сопротивления трения судна можно пользоваться зависимостями для эквивалентной пластины.

Для приближенных оценок влияния кривизны поверхности на сопротивление трения судна применима формула Хорна

$$C_F = \left[1 + 0,01 \left(\frac{11,25 - LiB}{5} + 2,5 \right) (1,3 - 0,1B/T) (0,35 + \Phi) \right] C_{F0}. \quad (11.23)$$

При безотрывном обтекании корпуса сопротивление трения составляет основную часть вязкостного сопротивления (75–85%). Сопротивление давления R_{VP} составляет примерно такую же долю вязкостного сопротивления, как и при обтекании крыловых профилей; значительное влияние на него может оказать отрыв пограничного слоя.

При обтекании судна могут существовать отрывы пограничного слоя нескольких форм, которые в различной степени изменяют сопротивление судна и характеристики потока вблизи корпуса, преимущественно в кормовой оконечности в месте расположения движительно-рулевого комплекса. Основное влияние на вязкостное сопротивление оказывают два типа отрыва пространственного пограничного слоя: отрыв на бортовой поверхности в кормовой оконечности (рис. 11.32) и отрыв слоя на скуле кормовых шпангоутов в месте выхода линий тока из-под днища на бортовую поверхность, сопровождающийся образованием скуловых вихрей (см. § 4).

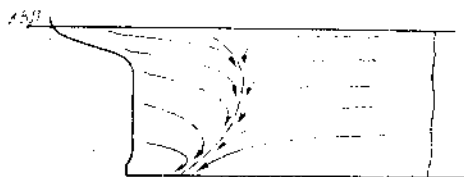


Рис. П.32. Расположение поверхностных линий тока в области отрыва пограничного слоя в корме судна.

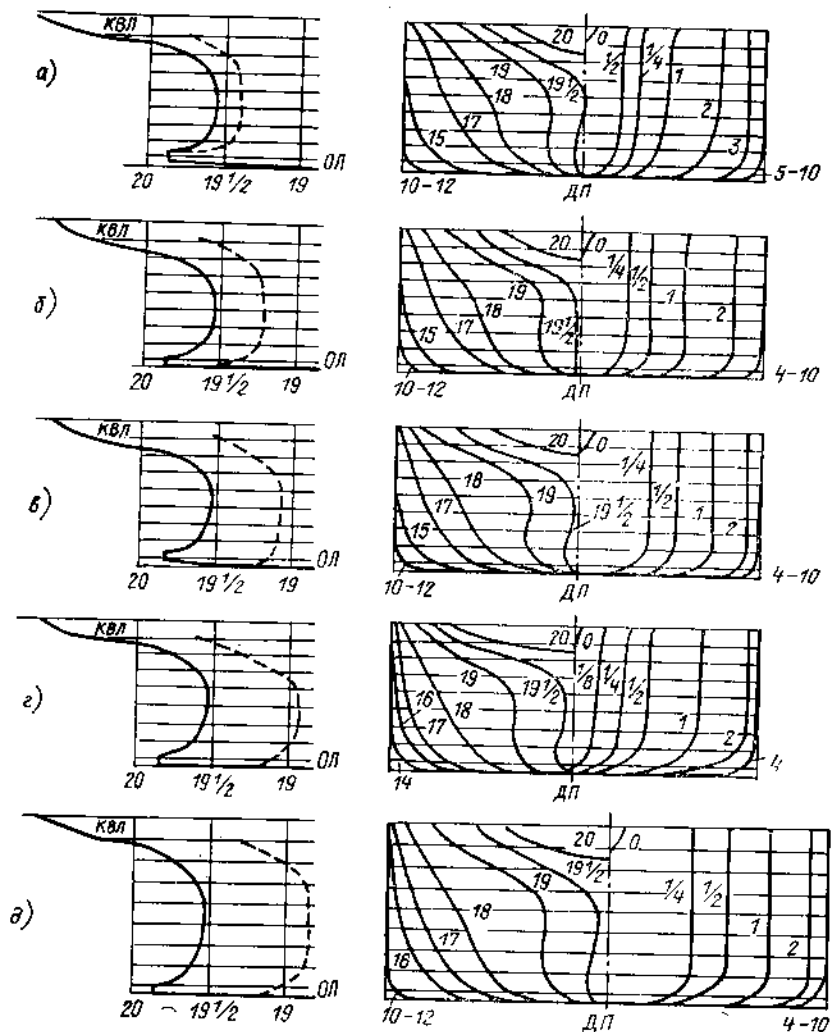


Рис. П.33. Влияние формы обводов на протяженность области отрыва морских транспортных судов по данным модельных испытаний [37]: а — $L/B = 6,8$; $\delta = 0,8$; $x_c/L = 2,0\%$; б — $L/B = 6,8$; $\delta = 0,825$; $x_c/L = 2,25\%$; в — $L/B = 6,8$; $\delta = 0,85$; $x_c/L = 2,5\%$; г — $L/B = 6,8$; $\delta = 0,85$; $x_c/L = 1,5\%$; д — $L/B = 5,8$; $\delta = 0,85$; $x_c/L = 2,5\%$ (..... — граница зоны отрыва).

Интенсивность развития отрыва на бортовой поверхности в корме морских транспортных судов, как видно из приведенных на рис. П.33 результатов систематических исследований, зависит от общей полноты корпуса и отношения L/B , но в основном определяется относительным удлинением кормового заострения L_n/B и углами заострения кормовых ветвей ватерлиний, а речных — крутизной кормовых ветвей батоксов. Интенсивность кормовых скуловых вихрей зависит от радиуса скулового закругления и формы кормовых шпангоутов. Скуловой отрыв более выражен на судах полных обводов с V-образными кормовыми шпангоутами. Наличие на корпусе острой скулы или изломов поверхности при применении упрощенных обводов корпуса может привести к существенному увеличению индуктивного сопротивления R_i , поэтому указанные конструктивные элементы корпуса должны располагаться в соответствии с общим направлением линий тока. Представление о влиянии радиуса скулового закругления на циркуляцию вихрей и индуктивное сопро-

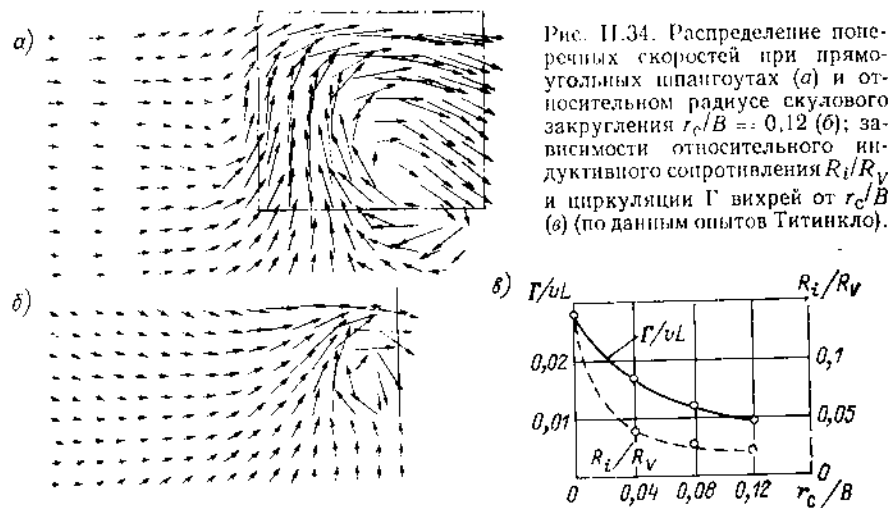


Рис. П.34. Распределение поперечных скоростей при прямоугольных шпангоутах (а) и относительном радиусе скулового закругления $r_c/B = 0,12$ (б); зависимости относительного индуктивного сопротивления R_i/R_V и циркуляции Γ вихрей от r_c/B (в) (по данным опытов Титинкля).

тивление дают показанные на рис. П.34 результаты экспериментальных исследований поля скоростей на модели с прямоугольными шпангоутами и параболическими ватерлиниями. По данным исследований, основанных на измерениях поля поперечных скоростей в следе за судном (см. § 24), индуктивное сопротивление кормовых скуловых вихрей может изменяться от 3 до 8% полного вязкостного сопротивления судна. Степень увеличения вязкостного сопротивления за счет образования скуловых вихрей в носовой оконечности, как правило, невелика и составляет 2–3%.

Для предотвращения отрыва в корме необходимо сместить центр величины (ЦВ) судна в нос за счет приполнения носовой оконечности. Это может привести к возникновению локального отрыва и одновременно к усилению скулового носового отрыва. Основным параметром, определяющим возможность отрыва такого типа, помимо коэффициента полноты носовой оконечности, является радиус носового скулового закругления. Обычно на практике удается избежать появления отрыва на бортовой поверхности в корме морских транспортных судов даже с достаточно высокими коэффициентами полноты ($\delta = 0,81 \div 0,83$) и обеспечить сравнительно небольшие значения индуктивного сопротивления. Однако на речных судах и судах смешанного плавания с полными обводами не всегда возможно исключить отрыв в корме при движении на мелководье. При перемещении на предельном мелководье сопротивление формы R_{VF} таких судов, как показали опыты Е. Ф. Сахио, соизмеримо или даже превосходит сопротивление трения.

При анализе причин увеличения сопротивления и отработке рациональных обводов корпуса необходимо считаться с возможностью отрыва пограничного слоя корпуса в месте установки выступающих частей, сопровождающегося образова-

нием «подборных» вихрей (см. § 7), а также образования свободных вихрей при обтекании элементов корпуса, расположенных под углом к натекающему потоку.

Большое значение в проблеме вязкостного сопротивления в последнее время приобретают вопросы транцевого отрыва, так как кормовые обводы современных транспортных судов все чаще выполняются с транцем. В статическом положении транец практически не погружен. В процессе движения, в особенности быстроходных контейнерных судов, вследствие волнообразования и ходового дифферента судна транец начинает омываться водой, в результате чего образуется система вихрей и уменьшается давление в корме. При высоких скоростях хода наступает струйное обтекание транца. Для некоторых судов, например линхтеровозов, характерно значительное погружение транца и в статическом положении. В этом случае возможно существенное увеличение вязкостного сопротивления.

Влияние формы обводов на вязкостное сопротивление может быть охарактеризовано разностью между полным вязкостным сопротивлением и сопротивлением трения эквивалентной пластины:

$$C_V - C_{F0} = C_{VP} + (C_P - C_{F0}) - C_{1P} + AC_P.$$

В этой разности основную роль играет коэффициент сопротивления давления вязкостной природы C_{VP} , поскольку влияние кривизны поверхности корпуса на сопротивление трения невелико. Степень влияния формы обводов корпуса на вязкостное сопротивление обычно оценивается коэффициентом влияния формы (форм фактором)

$$k = (C_V - C_{F0}) / C_{F0} \quad (11.24)$$

который определяется по результатам модельных буксировочных испытаний при малых числах Fr , когда влияние волнообразования и ходового дифферента на сопротивление мало. Иногда коэффициент k определяют путем продувок в аэродинамической трубе дублированной модели или испытаний дублированной модели в опытовом бассейне при достаточно большом погружении ее под свободной поверхностью. При равных значениях числа Re оба метода дают близкие, но не всегда совпадающие значения коэффициента k , так как характер обтекания надводной водоизмещающей модели не вполне совпадает с характером обтекания дублированной модели вследствие деформаций свободной поверхности жидкости неволновой природы, различных в носовой и кормовой оконечностях судна.

При приближенном вычислении вязкостного сопротивления по формуле (11.24) для определения k можно использовать эмпирические зависимости. Для морских судов при водоизмещении, соответствующем полной загрузке, и отношении $B/T < 3$ применима формула Грэнвилла

$$k = 18,7 \left(\frac{\delta}{L/B} \right)^2; \quad k = 33,8 \delta^2 (B/L)^2 T/B. \quad (11.25)$$

Для судов с полными обводами можно воспользоваться формулой Ватанабе

$$k = 0,017 + 0,20 \frac{\delta}{(L/B)^2 \sqrt{BT}} \quad (11.26)$$

или формулой Сасадыма, учитывающей, помимо основных параметров, относительную длину кормового заострения γ_k :

$$k = \frac{\sqrt{\delta}}{(L/B) \sqrt{BT}} \left(2,28 + \frac{\rho_1}{\delta} \right). \quad (11.27)$$

где $\rho_1 = 22,6\gamma_k^4 - 23,7\gamma_k^3 - 16\gamma_k^2 - 19,5\gamma_k$. При этом γ_k может быть определена с помощью приближенного соотношения

$$\gamma_k = B/L_k \cdot (B/L) [1,3(1 - \delta) + 0,031\bar{x}_C]^{-1}, \quad (11.28)$$

где $\bar{x}_C = 100x_C/L$.

Для детального изучения составляющей сопротивления вязкостной природы получали распространение методы, основанные на применении теоремы количества движения и результатов измерения скорости потока и давления в следе за моделью судна (см. § 24), позволяющие не только определить вязкостное сопротивление R_V

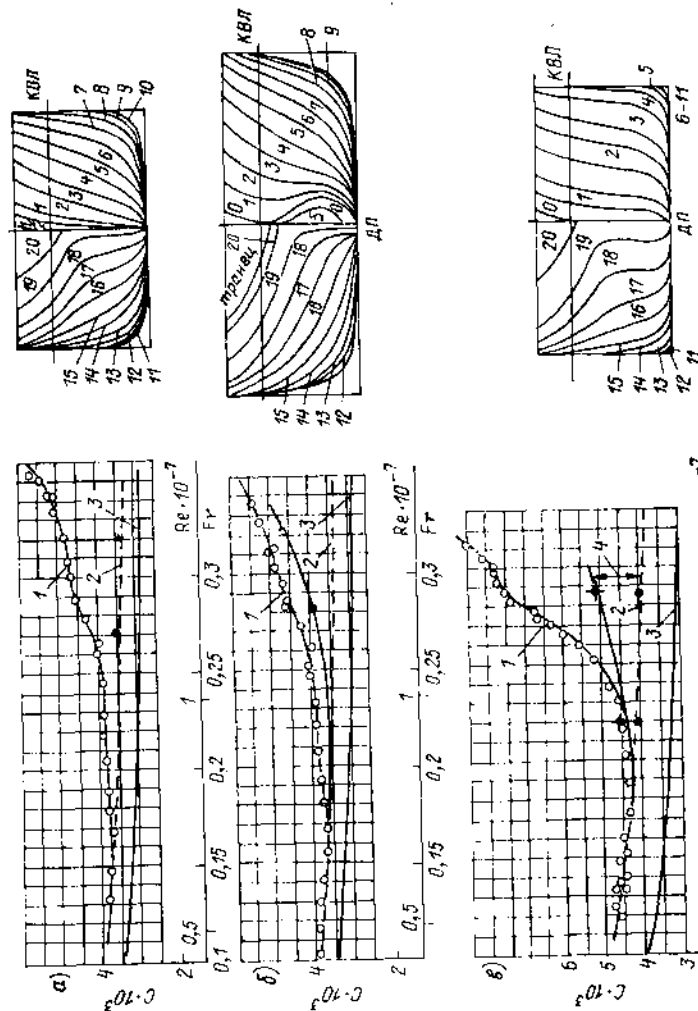


Рис. 11.35. Составляющие коэффициента сопротивления моделей морских транспортных судов [31]: а — контейнеровоза с $L/B = 7,8$; б — танкера с $L/B = 4,8$; в — танкера с $L/B = 7,1$.

1 — коэффициент полного сопротивления C_V ; 2 — коэффициент вязкостного сопротивления C_{F0} ; 3 — коэффициент сопротивления трения эквивалентной пластины C_{1P} ; 4 — коэффициент сопротивления от разрушающейся подпорной воды C_{VP} ; 5 — коэффициент C_P , определенный по данным измерений характеристик потока в следе за моделью.

с учетом влияния волнообразования, но и получить информацию об особенностях формирования и структуре вязкостного сопротивления. На рис. 11.35 показаны результаты измерения полного и вязкостного сопротивлений моделей судов различных типов. Коэффициент вязкостного сопротивления C_v модели контейнеровоза с острыми обводами (рис. 11.35, а) монотонно уменьшается с ростом относительной скорости; в обследованном диапазоне F_r не обнаруживается сколько-нибудь заметного влияния волнообразования на вязкостное сопротивление. При малых «долольных» значениях F_r вязкостное сопротивление, полученное по данным измерения характеристик потока в следе, совпадает с измеренным полным сопротивлением. Аналогичным образом изменяется и вязкостное сопротивление модели танкера. Иной характер изменения коэффициента вязкостного сопротивления наблюдается при обтекании модели судна с необычными соотношениями главных размеров (рис. 11.35, б). Здесь имеет место достаточно сильная зависимость вязкостного сопротивления от числа F_r , что объясняется влиянием изменения площади отрыва при обтекании кормы транцевого типа. В статическом положении транец располагается выше грузовой ватерлинии; на ходу он омывается потоком из-за изменения посадки, ходового дифферента и деформации свободной поверхности в корме.

Несмотря на трудоемкость методов определения составляющих сопротивления по данным измерения характеристик потока, они все чаще применяются при обработке обводов корпуса судна.

§ 9. ВЛИЯНИЕ ШЕРОХОВАТОСТИ ОБШИВКИ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ

Поверхность наружной обшивки судна всегда шероховатая. Поверхность моделей судов, испытываемых в опытовых бассейнах и аэродинамических трубах, обычно подвергается такой обработке, чтобы ее можно было в процессе модельного эксперимента рассматривать как гидродинамически гладкую.

Шероховатость обшивки корпуса обычно подразделяют на общую и местную. Общей называется шероховатость, распределенная относительно равномерно по всей наружной поверхности судна. К ней относят технологическую шероховатость листов и волнистость поверхности обшивки, возникающие в процессе постройки корпуса судна, а также эксплуатационную шероховатость, обусловленную разрушением защитного покрытия и обрастанием обшивки. В категорию местной шероховатости включают отдельные неровности подводной поверхности: сварные швы, ниши и глухие вырезы в обшивке, выступающие детали донно-заборной аппаратуры и т. п.

Технологическая шероховатость листов обшивки зависит от способа обработки поверхности, материала лакокрасочного покрытия и методов его нанесения. Эксплуатационная шероховатость является следствием физико-химических процессов взаимодействия лакокрасочного покрытия с окружающей водной средой и определяется следующими основными факторами: соотношением стояночного и ходового времени, районом плавания и условиями загрузки судна. При длительных сроках между докованиями судна в случае утраты лакокрасочным покрытием своих защитных свойств начинаются биологические процессы обрастания обшивки морскими организмами и водорослями.

Шероховатость, образующаяся в результате окраски обшивки и ее изменения во время постройки и эксплуатации судна, является полем случайных микронеровностей. Общее представление о геометрии шероховатой поверхности может быть получено из рассмотрения профилограмм, снятых в различных районах обшивки. Типичные профилограммы шероховатости свежеекраненной поверхности корпуса и ее последующих изменений приведены на рис. 11.36. В качестве высотных параметров, характеризующих шероховатость данного типа, в судостроении приняты: k_6 — «средняя кажущаяся амплитуда», представляющая собой среднее по корпусу расстояние по высоте между наибольшим выступом и впадиной профилограмм, снятых на заданной базовой длине, и $k_{6,с.к}$ — среднеквадратичное отклонение ординаты профилограммы от средней линии, равное

$$k_{6,с.к} = \sqrt{\frac{1}{l} \int_0^l y^2 dx}$$

В международной практике в качестве базовой принята длина l трассы измерений, равная 50 мм (см. рис. 11.36). Для определения средних по корпусу значений k_6 и $k_{6,с.к}$ рекомендуется выполнить 500—1000 измерений в разных районах обшивки и усреднить результаты измерений.

Анализ профилограмм шероховатости листов наружной обшивки, выполненный Ф. М. Кацманом и С. А. Фокиным, позволяет считать, что ее ординаты распределены по закону, близкому к нормальному, в связи с чем для ее полного описания кроме приведенных высотных параметров необходимо задавать корреляционную и спектральную функции. Имеющиеся материалы по измерению шероховатости свежеекраненных корпусов судов позволили установить, что значение k_6 существенно

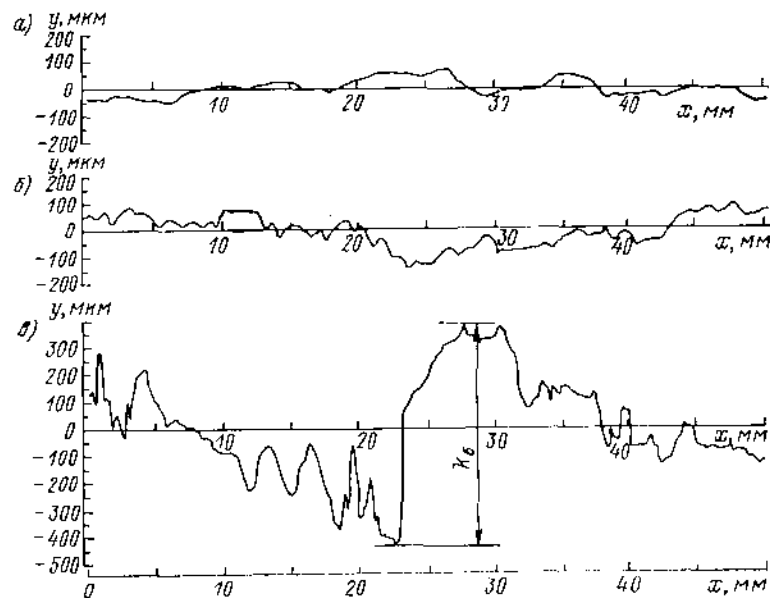


Рис. 11.36. Профилограммы поверхностей наружной обшивки судна: а — свежеекраненной; б — в начале эксплуатации; в — после длительной эксплуатации.

зависит от технологии нанесения покрытия и на практике изменяется в пределах 70—230 мкм. Для определения $k_{6,с.к}$ по измеренному k_6 можно воспользоваться приближенным соотношением $k_{6,с.к} = k_6/5$.

Учет влияния шероховатости окрашенной поверхности корпуса на сопротивление судов может быть выполнен по аналогии с расчетом сопротивления течения с использованием понятия эквивалентной шероховатой пластины, имеющей состояние поверхности, соответствующее судовой обшивке. При этом основным методом исследования сопротивления течения шероховатых пластин является полуэмпирический подход с определением так называемой функции шероховатости $B \left(\frac{k_6 v^*}{\nu} \right)$ в логарифмическом профиле средних скоростей в турбулентном пограничном слое [см. (11.120) первого раздела]. Функция шероховатости $B = C - \Delta v_x / v^*$ для каждого типа шероховатости является единственной и строго индивидуальной, и ее установление по существу решает задачу о сопротивлении течения шероховатых поверхностей.

В опытах Никуратзе функция шероховатости была получена для течений в трубах с равномерной так называемой «зернистой» («зернистой») шероховатостью стенок. Следует, однако, иметь в виду, что в общем случае функция $B \left(\frac{k_6 v^*}{\nu} \right)$ для судовой

поверхности существенно отличается от $B \left(\frac{k_0 v^*}{\nu} \right)$ для поверхности с песочной шероховатостью ввиду различного их влияния на сопротивление трения в промежуточном режиме проявления шероховатости. В связи с этим попытки установления песочной шероховатости, гидродинамически эквивалентной судовой, представляются неравномерными. Однако в настоящее время песочная шероховатость считается эталоном для автомобильного по числам Re режима течения.

Как показали отечественные и зарубежные исследования, реальная шероховатость окрашенной обшивки судов влияет на сопротивление трения в промежуточном режиме проявления, в котором равноправны в качестве критериев подобия как $Re = vL/\nu$, так и $Re_{кб} = k_0 v^*/\nu$. Поэтому наиболее приемлемые результаты по определению функции $B \left(\frac{k_0 v^*}{\nu} \right)$ и сопротивления трения эквивалентной пластины применительно к судовой шероховатости могут быть получены экспери-

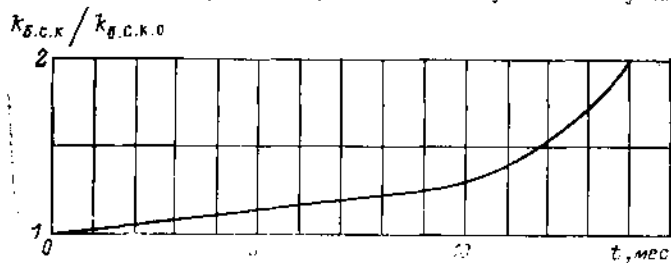


Рис. 11.37. Изменение относительного размера шероховатости $k_{0,с.к.}/k_{0,с.к.0}$ в зависимости от длительности пребывания судна на плаву.

ментально на опытных образцах с состоянием поверхности, идентичным реальному. Одно из первых таких исследований было выполнено В. Н. Михайловым при буксировке окрашенных и гладких пластин в опытовом бассейне и экстраполяции этих данных до Re , соответствующих натурным объектам [26]. Однако некоторая нестрогость экстраполяции результатов по числу Re , принятая в работе, затрудняет практическое использование указанных материалов.

В последние годы за рубежом были проведены исследования гидродинамического проявления реальной шероховатости на основании замера характеристик течения в шероховатых трубах и плоских каналах [93]. Однако при этом возникла сложная техническая задача по созданию на внутренней поверхности трубы (канала) шероховатости, соответствующей фактическому состоянию обшивки судов.

В работе [18] функция $B \left(\frac{k_0 v^*}{\nu} \right)$ определялась по результатам испытаний вращающихся дисков. При этом были получены данные как для свежескрашенных поверхностей, так и при изменении их шероховатости после выдержки в воде в различных условиях, зависящих от времени, сезонности, глубины. Изменение высотного параметра шероховатости $k_{0,с.к.}$ отнесенного к его первоначальному значению $k_{0,с.к.0}$ для свежескрашенной поверхности в зависимости от времени пребывания обшивки в воде показано на рис. 11.37. При воздействии воды на лакокрасочное покрытие изменяется не только высотный параметр, но и структура шероховатости, в связи с чем вид функции $B \left(\frac{k_0 v^*}{\nu} \right)$, как видно из рис. 11.38, существенно зависит от времени.

С использованием определенных из эксперимента значений функции $B \left(\frac{k_0 v^*}{\nu} \right)$ были рассчитаны по схеме Ротта (см. [71] первого раздела) приведенные на рис. 11.39—11.41 зависимости коэффициента сопротивления трения пластины (включая сопротивление гладкой пластины) C_F от числа Re и относительного размера шероховатости $k_{0,с.к.}$ для различного времени пребывания покрытия в воде.

Анализ полученных результатов показывает, что в первые полгода пребывания нового покрытия в воде высотный параметр его увеличивается относительно слабо (примерно на 20 %) и преобладающую роль играют процессы изменения структуры шероховатости. В дальнейшем изменение структуры замедляется и приблизительно к 11 мес. практически прекращается (см. рис. 11.38), вследствие чего данные, приведенные на рис. 11.41, могут быть распространены на более продолжительное время пребывания обшивки в воде вплоть до начала ее обрастания. Расчет дополнительного вязкостного сопротивления судна из-за наличия общей шероховатости обшивки производится с использованием зависимости

$$\Delta C_V = (C_F - C_{F0}) (1 + k), \quad (11.29)$$

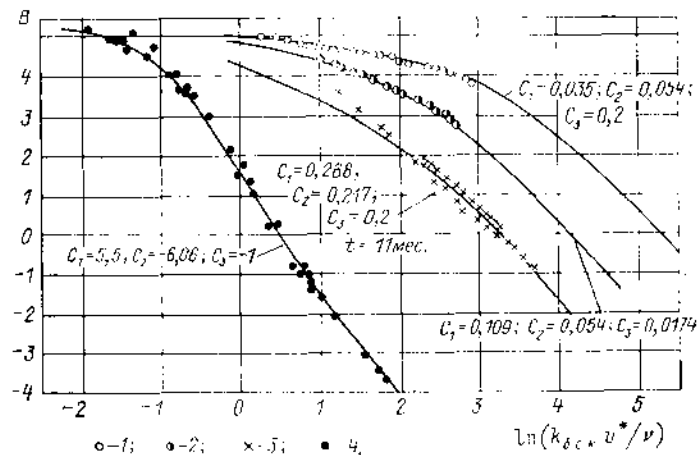


Рис. 11.38. Функция шероховатости для различной геометрии микронеровностей.

1 — свежескрашенное лакокрасочное покрытие; 2 — лакокрасочное покрытие после 3 мес. пребывания в воде; 3 — лакокрасочное покрытие после 11 мес. пребывания в воде; 4 — песочная (зернистая) шероховатость (опыты Никурдаде, $k_{0,с.к.} = k_0/20$); — — — — — аппроксимация зависимостью вида $B = 5.2 - \frac{1}{\pi} \ln \left[1 + C_1 \frac{k_{0,с.к.} v^*}{\nu} + C_2 \frac{k_{0,с.к.} v^*}{\nu} \exp \left(-C_3 \frac{k_{0,с.к.} v^*}{\nu} \right) \right]$

где C_F — коэффициент сопротивления трения эквивалентной шероховатой пластины, определяемый по графикам рис. 11.39—11.41; C_{F0} — коэффициент сопротивления трения эквивалентной гладкой пластины, снимаемый с кривых $\lg(k_{0,с.к.}/L) = -\infty$ рис. 11.39—11.41; k — коэффициент влияния формы на вязкостное сопротивление (форм-фактор) (см. § 8).

При отсутствии данных о геометрии шероховатости обшивки конкретного судна, значения $k_{0,с.к.}$ определяют по рис. 11.37, причем значение $k_{0,с.к.0}$ для свежескрашенной обшивки устанавливают по результатам измерений, выполненных перед спуском судна на воду, или по статистическим данным. Например, с некоторым запасом $k_{0,с.к.0} = 40$ мкм.

За рубежом для ориентировочных оценок влияния разрушения лакокрасочного покрытия в течение первого года эксплуатации принято, что на каждые 10 мкм роста k_0 приходится увеличение мощности на 1 %. Анализ с использованием диаграмм рис. 11.39—11.41 подтверждает приемлемость этого соотношения для случая, когда одновременно с указанным увеличением высотного параметра учитывается изменение структуры геометрии шероховатости, т. е. производится оценки одного объекта при различной длительности его эксплуатации. Сравнение разных судов только по высотному параметру шероховатости оказывается неравномерным. Так, для свежескрашенной обшивки при изменении k_0 на 10 мкм изменение мощности составляет лишь 0,3 %.

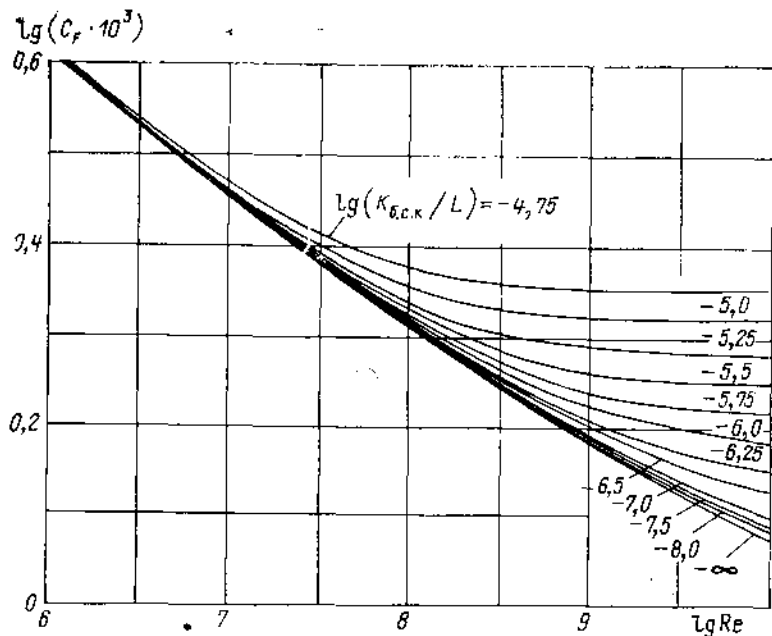


Рис. 11.39. Зависимость коэффициента трения пластины C_f от числа Re и относительной шероховатости $k_{б.с.к.}/L$ для свежеокрашенной поверхности.

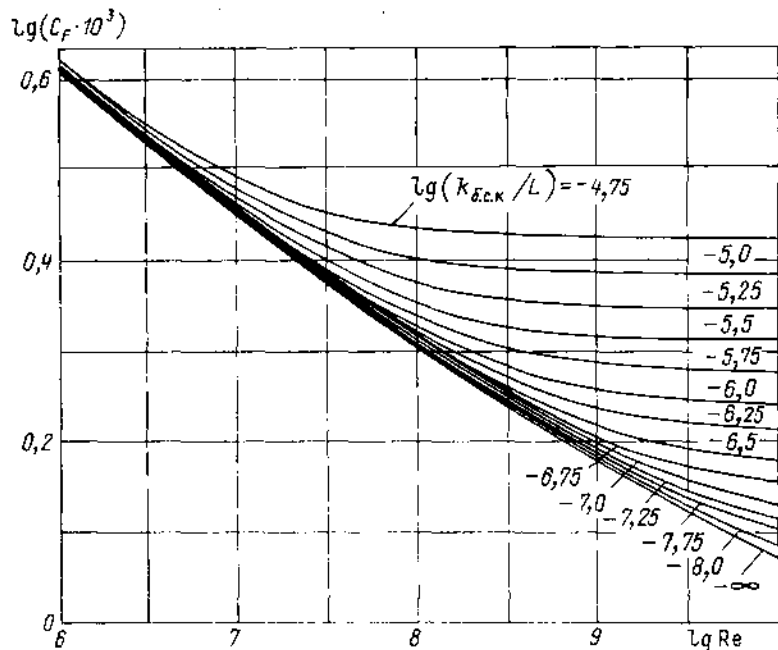


Рис. 11.40. Зависимость C_f от Re и $k_{б.с.к.}/L$; время пребывания в воде 3 мес.

Выполненные исследования показывают, что поверхности, окрашенные по принятой штатной схеме, сохраняют свои противообрастающие свойства в течение 15–18 мес. Начинаясье обрастание обшивки судна представляет собой очень сложное явление ввиду многообразия видов обрастателей и большого числа факторов, влияющих на их развитие. Поэтому оценки воздействия этого процесса на изменение сопротивления судна представляют значительные трудности, а опуббликованные по этому вопросу сведения, как правило, случайны и относятся к отдельным судам и специфическим для них условиям эксплуатации. Перенос этих данных на другие объекты обычно не представляется возможным. В качестве общей оценки часто принимают, что в эксплуатации среднее суточное увеличение сопро-

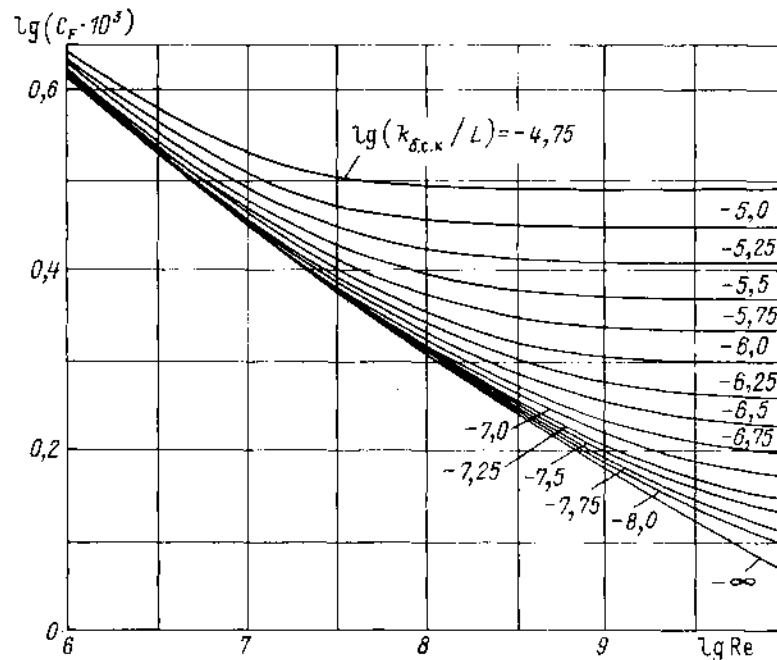


Рис. 11.41. Зависимость C_f от Re и $k_{б.с.к.}/L$; время пребывания в воде 11 мес. и более.

тивления за счет обрастания составляет от 0,5 % в теплой воде до 0,25 % в воде с умеренной температурой [22].

Помимо влияния внешних факторов (сезонности и продолжительности стоянок, биологических особенностей различных акваторий) гидродинамическое проявление обрастания зависит также от типа и размеров судна. На рис. 11.42 приведены данные о потере скорости при эксплуатации из-за обрастания различных танкеров японской постройки, из которых следует, что с увеличением размеров судов потеря их скорости заметно возрастает. Это объясняется ростом роли вязкостной составляющей сопротивления при меньшей относительной скорости у судов большей длины и близких значениях исходной скорости движения.

Хотя прогнозирование изменения сопротивления из-за обрастания обшивки конкретного судна затруднено, однако расчетные оценки увеличения сопротивления по измеренному фактическому обрастанию для одной из наиболее распространенных его форм — обрастания баяннусами — практически возможны, что обусловлено экспериментально установленным фактом автономности по числу Re гидродинамического проявления такой шероховатости. В этом случае, как отмечалось выше, допустима замена действительной шероховатости некоторой эквивалентной по влиянию на сопротивление однородно распределенной регулярной шероховатостью, например песочной. Тогда задача определения дополнительного сопро-

твления обросшей обшивки сводится к установлению размеров зерен песка, соответствующих средней высоте обрастателей. Для обрастания бляжусами такая связь с эквивалентной песочной шероховатостью, полученная в результате испытания вращающихся дисков с различной степенью обрастания [18], приведена на рис. 11.43. По высоте зерна k_B , определенной по графику этого рисунка, вычисляют сопротивление трения эквивалентной шероховатой пластины с заданной относительной шероховатостью с помощью диаграммы Прайдтля—Шлихтинга (см. рис. 11.17 первого раздела).

При наличии на обшивке корпуса районов с различным состоянием поверхности, включающих отдельные участки обрастания, коэффициент суммарного дополнительного вязкостного сопротивления определяется как

$$\Delta C_{\Sigma} = \sum_i \Delta C_{\Sigma i} \frac{\Omega_i}{\Omega} \quad (11.30)$$

где $\Delta C_{\Sigma i}$ — коэффициент дополнительного сопротивления, обусловленного шероховатостью i -го района обшивки, определяемый по рис. 11.39—11.41 или с использованием рис. 11.43 для обросших районов; Ω_i — смоченная поверхность i -го района обшивки.

Поскольку увеличение шероховатости обшивки в эксплуатации является основ-

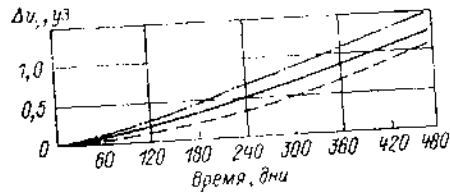
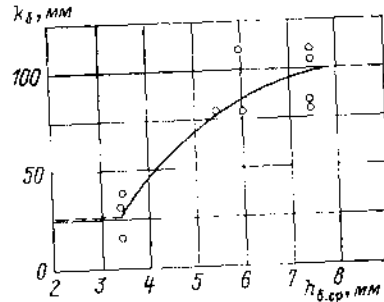


Рис. 11.42. Потеря скорости хода вследствие обрастания обшивки танкеров. — дедвейт 33 000 т; — дедвейт 75 000 т; — дедвейт 130 000 т.

Рис. 11.43. Зависимость размера зерна эквивалентной песочной шероховатости k_B от средней высоты бляжусов k_B , ср.



ным источником снижения скорости или увеличения расхода топлива, заметное обрастание корпуса считается недопустимым. Для его исключения принимают меры по продлению срока действия противообрастающих покрытий, а также периодической очистке обшивки как на плаву, так и при очередных докованиях судна.

Окраска судна в доке после очистки обшивки обычно применяемыми способами (струей воды, механическими средствами), которые приводят к снятию верхних слоев разрушенного противообрастающего и окрасочного покрытия, не восстанавливает исходного состояния покрытия. Поэтому потеря скорости после нескольких докований может стать значительной. На рис. 11.44 приведены данные Лекенби по процентному увеличению потребной мощности двух однотипных танкеров дедвейтом 18 000 т, измеренному на ходовых испытаниях до и после каждого докования. Как видно из рисунка, после очистки и окраски обшивки в доке мощность снижалась на 6—15% и превосходила исходные значения, полученные на сдаточных испытаниях, для судна А на 6—8, для судна В — на 20—32%. Сравнение указанных на рис. 11.44 значений k_B , определявшихся до и после очередных докований (исходные значения k_B составляли для судна А 191, для судна В 152 мкм), подтверждают отмеченный выше вывод, что высотный параметр не является единственной характеристикой гидродинамического проявления шероховатости.

Приближенная оценка процентного увеличения сопротивления трения из-за старения обшивки и влияния обрастания может быть произведена по формуле Р. Ньютона

$$100 \frac{\Delta R_F}{R_F} = \frac{ad}{b+d} + \frac{d_0}{c} \quad (11.31)$$

где a и b — коэффициенты, зависящие от эффективности противообрастающего покрытия; d — число дней после очередного докования; d_0 — число дней после спуска или выхода из дока вновь построенного судна; c — коэффициент, зависящий от эффективности первоначальной и последующих подготовок обшивки перед окраской. Первое слагаемое в формуле (11.31) учитывает влияние на сопротивление обшивки. Первое слагаемое в формуле (11.31) учитывает влияние на сопротивление обшивки. Второе — старения обшивки корпуса. Ориентировочные средние значения эмпирических коэффициентов a , b и c для судов различных типов, совершающих рейсы в разных районах, приведены в табл. 11.1. Постоянное значение коэффициента c и соответственно изменение по линейному закону в зависимости от времени d_0 дополнительного сопротивления из-за старения будут иметь место при качественной очистке и окраске обшивки со снятием только наружных слоев старого

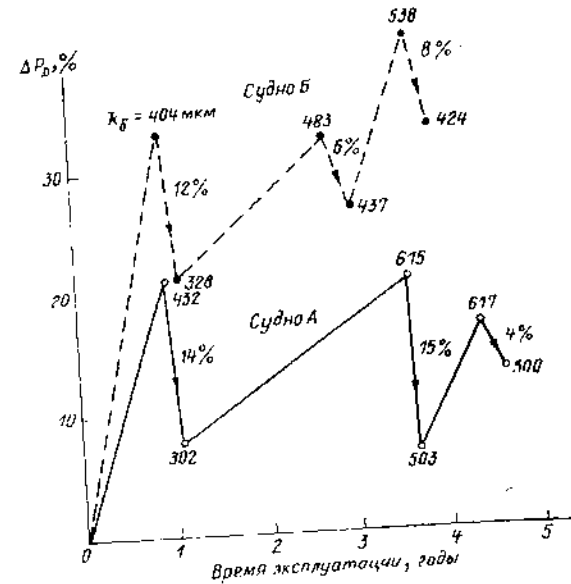


Рис. 11.44. Зависимость увеличения мощности однотипных танкеров от времени эксплуатации до и после докования

лакокрасочного покрытия. В случае удаления всего покрытия до чистого металла листов обшивки, обычно достигаемого с использованием пескоструйного способа очистки, коэффициент c возрастает настолько, что влияние старения можно не учитывать. Такую очистку корпуса рекомендуется [22] применять при очередном доковании после 5—10 лет эксплуатации судна, когда потребная мощность превышает исходное значение более чем на 20% при отсутствии заметного обрастания обшивки. Использование формулы (11.31) допустимо в тех случаях, когда характеристики судна, для которого производят оценки дополнительного сопротивления, близки к указанным в табл. 11.1.

Помимо видимого обрастания, смоченная поверхность судна во время пребывания в воде покрывается слизистой пленкой, состоящей из микроорганизмов, не подверженных воздействию применяющихся противообрастающих покрытий. Для судов влияние слизистой пленки на сопротивление, по-видимому, не имеет существенного значения, поскольку она быстро смывается, однако пленка может оказывать заметное воздействие на результаты испытаний в опытовых бассейнах судовых моделей. Как показали опыты В. М. Котловнича с парафиновой моделью танкера длиной 7 м, после пребывания ее в воде более недели на поверхности обрастается слизистая пленка. Через 8 недель коэффициент дополнительного сопротивления составил примерно $0,25 \cdot 10^{-3}$, что соизмеримо с «надбавкой на шероховатость», принимаемой при пересчете на натуру результатов модельных испытаний. Поэтому при длительном хранении моделей на плаву, их поверхность перед испытаниями необходимо очищать от слизи.

Таблица 11.1. Средние значения коэффициентов a , b и c формулы (11.31) для судов различных типов

Тип судна	Скорость судна, уз	Длина L , м	Рейсы из Европы	a	b	c
Грузовое судно	17,0	133,5	В Индию, Восточную Африку	44	70	90
То же	15,0	136,0	В Америку, Африку	22	185	80
»	16,5	146,2	В Америку, Африку	21	180	100
Грузопассажирское судно	16,5	156,0	В Западную Африку	20	190	130
Рудовоз	16,0	218,0	В Северо-Западную Африку	20	250	110
Большое канальное судно	22,0	108,5	Через пролив Ла-Манш	130	650	200
Большой рыболовный траулер	15,0	65,5	В Южную Африку	140	320	100

К категории общей шероховатости относят также волнистость обшивки судна. Основные ее геометрические параметры — длина волны λ и высота $2a$ — зависят от системы набора корпуса и технологии сборки. У сварных корпусов высота волнистости обычно составляет $2a = 1,5 \div 5,0$ мм, причем с совершенствованием технологии постройки судов ее значение приближается к нижнему пределу. Длина волны имеет величину порядка шпации — обычно $\lambda = 500 \div 1000$ мм. Наличие волнистости приводит к перераспределению давлений по поверхности обшивки и тем самым увеличивает сопротивление судна. При обтекании вершины со срывом вихрей дополнительное сопротивление, связанное с наличием волнистости, практически не зависит от числа Re .

В результате экспериментальных исследований В. Н. Михайлов получил формулу для оценки коэффициента дополнительного сопротивления волнистых поверхностей с плавным очертанием вершин:

$$\Delta C_{ww} = 0,2 \left(\frac{2a}{\lambda} \right)^2 \frac{\Omega_{ww}}{\Omega}, \quad (11.32)$$

где Ω_{ww} — площадь смоченной поверхности, имеющей волнистость. Расчетные оценки, выполненные с использованием (11.32), показывают, что вклад ΔC_{ww} в значение дополнительного сопротивления пренебрежимо мал ($\Delta C_{ww} \approx 0,01 \times 10^{-3}$).

Основным источником дополнительного сопротивления, связанного с местной шероховатостью, кроме выш и вырезов, влияние которых рассматривается в § 10, являются сварные швы. Обтекание швов связано со срывом вихрей с их вершин, поэтому коэффициент сопротивления сварного шва C_{wj} не зависит от числа Re . На основании экспериментальных исследований Н. Н. Фоминой предложена следующая формула для определения C_{wj} :

$$C_{wj} = 1,3 \frac{hw_j}{bw_j}, \quad (11.33)$$

где hw_j и bw_j — высота и ширина шва соответственно. Дополнительное сопротивление от наличия шва определяется как

$$R_{wj} = C_{wj} \frac{\rho \bar{v}_{wj}^2}{2} hw_j l_{wj} \sin \gamma, \quad (11.34)$$

где $\frac{\rho \bar{v}_{wj}^2}{2}$ — скоростной напор воды; l_{wj} — длина шва; γ — угол наклона оси шва к направлению линии тока. Наибольшие трудности при вычислении R_{wj} по

формуле (11.34) представляет нахождение значений $\frac{\rho \bar{v}_{wj}^2}{2}$ и γ , которые, строго говоря, должны определяться в результате расчета характеристик пространственного пограничного слоя на корпусе судна в месте расположения каждого элемента шва. На основании большого количества расчетов характеристик пограничного

слоя можно принять, что $\frac{\rho \bar{v}_{wj}^2}{2} = \frac{\rho (0,7v)^2}{2}$. В среднем для поперечных швов $\gamma_1 = 80 \div 100^\circ$, для продольных $\gamma_2 = 0 \div 12^\circ$. Тогда

$$\Delta C_{wj} = \frac{R_{wj}}{\frac{\rho}{2} v^2 \Omega} = 0,637 \frac{hw_j}{bw_j} \frac{1}{\Omega} (l_{wj1} \sin \gamma_1 + l_{wj2} \sin \gamma_2), \quad (11.35)$$

где l_{wj1} и l_{wj2} — длина поперечных и продольных швов соответственно.

Как показывают оценки, ΔC_{wj} обычно составляет $(0,10 \div 0,15) \cdot 10^{-3}$, причем в последнее время наблюдается тенденция к снижению указанных значений в связи с применением в судостроении листов крупноразмерного проката. Несмотря на большую протяженность продольных швов, их вклад в ΔC_{wj} в связи с малым значением γ_2 составляет 20—30%. Поэтому затраты на заистжку поперечных швов окупаются в течение первого года эксплуатации, а продольных — за 3—4 года.

Приведенные выше материалы пригодны для анализа результатов натурных испытаний, а также позволяют выполнить сравнительные оценки экономической эффективности различных мероприятий, направленных на улучшение состояния поверхности корпуса.

В практических расчетах буксировочного сопротивления судна обычно учитывают суммарные надбавки на шероховатость, определяемые на основании корреляционного анализа результатов натурных и модельных испытаний (см. § 23).

§ 10. СОПРОТИВЛЕНИЕ ВЫРЕЗОВ

Вырезом называют местное нарушение сплошности корпуса судна, связанное с необходимостью размещения различных устройств. Примерами вырезов являются буровые шахты, приемные и выпускные патрубки различных систем, использующих забортную воду, рецессы для размещения в походном положении резервных движителей, каналы подруливающих устройств и т. п.

Сопротивление, обусловленное наличием выреза, связано с нарушением в этом месте плавного обтекания корпуса, образованием дополнительных вихрей во внутренней полости и вихрей, сходящих с кромок выреза, и прохождением потока жидкости через сечение выреза. Размеры вырезов могут быть значительными, поэтому их сопротивление необходимо учитывать при расчетах ходкости.

Можно выделить два основных типа вырезов: глухие и сквозные. Первые предполагаются, как правило, в днищевой части корпуса и представляют собой глухие рецессы. На рис. 11.45, а показан глухой вырез для размещения в походном положении поворотной колонки, обеспечивающей движение и управляемость судна на малых ходах. Примером сквозного выреза является поперечный канал в корпусе судна для подруливающего устройства (рис. 11.45, б).

Определение сопротивления глухого выреза на моделях судов представляется затруднительным из-за его малых абсолютных размеров в масштабе модели. Поэтому необходимо использовать результаты систематических исследований, выполненных на крупномасштабных моделях изолированных вырезов [26].

Физическая картина обтекания выреза показана на рис. 11.46. Внешний поток соприкасается с жидкостью внутри выреза и сообщает ей движение. При этом образуются две вихревые зоны: у передней и задней кромок выреза. Сопротивление определяется потерями энергии при внезапном расширении внешнего потока у передней кромки и его последующем сужении у задней кромки выреза. Такое обтекание имеет место у относительно мелких вырезов, глубина которых не превышает 10% их длины (см. рис. 11.46, б). В случае достаточно глубокого выреза жидкостью внутри него приводится во вращательное движение. Это вихревое движение при

большой глубине выреза может служить источником образования второго вихря, который индуцирует последующий и т. д. (см. рис. II.46, а). По мере увеличения глубины интенсивность вихрей снижается вследствие трения о стенки и диссипации энергии. Практически уже на глубине, превышающей две длины выреза, образуется застойная зона и дальнейшее увеличение глубины не приводит к заметному увеличению сопротивления выреза. Таким образом, в общем случае коэффициент со-

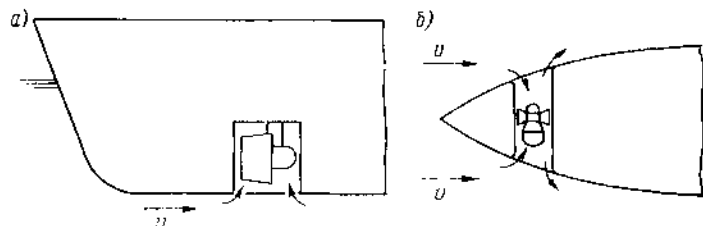


Рис. II.45. Типы вырезов в корпусе судна: а — глухой; б — сквозной.

противления выреза является функцией размеров выреза и толщины пограничного слоя на корпусе в месте его расположения:

$$C_H = \frac{R_H}{\frac{\rho}{2} v^2 l b} = f\left(\frac{\delta}{l}, \frac{h}{l}, \frac{l}{b}\right), \quad (II.36)$$

где R_H — сопротивление выреза; l , b , h — длина, ширина и глубина выреза соответственно; v — скорость невозмущенного потока; δ — толщина пограничного слоя у передней кромки выреза. Кроме того, на коэффициент сопротивления выреза

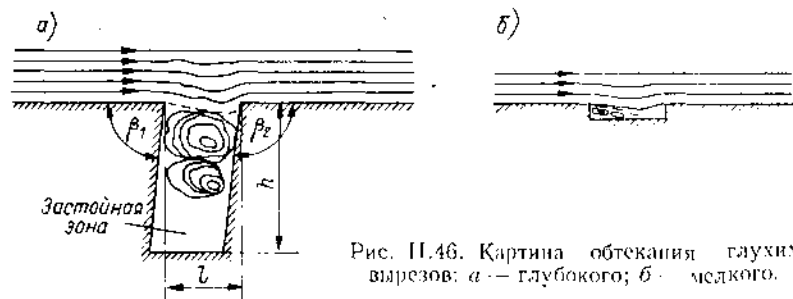


Рис. II.46. Картина обтекания глухих вырезов: а — глубокого; б — мелкого.

оказывают влияние его форма, а также углы наклона передней (β_1) и задней (β_2) стенок к направлению набегающего потока (см. рис. II.46). При $\beta_1 > \pi/2$ внешний поток проникает в полость выреза, что обуславливает вовлечение в вихревое течение масс жидкости на большей глубине и соответственно увеличение сопротивления выреза. Увеличение угла β_2 свыше $\pi/2$ приводит к более плавному обтеканию внешним потоком задней кромки выреза, и его сопротивление несколько снижается.

Предполагая, что неравномерный поток, имеющий место в пограничном слое, можно заменить эквивалентным равномерным потоком, имеющим скорость, равную средней скорости в пограничном слое, В. И. Мухайлов [26] получил следующую приближенную формулу для коэффициента сопротивления выреза:

$$C_H = 0,033 \left[1 - e^{-2,72 \left(\frac{l}{x} \text{Re}_x^{1/7} \right)} - \frac{0,8}{\text{Re}_x^{1/7}} \right] \varphi_1, \quad (II.37)$$

где x — координата выреза; $\text{Re}_x = vx/\nu$. Зависимость $\varphi_1 = f\left(\frac{l}{b}\right)$ приведена на рис. II.47.

Результаты расчетов при $l/b = 1$ по формуле (II.37), приведенные на рис. II.48, хорошо согласуются с экспериментальными данными для относительно глубоких вырезов. При меньшей глубине вырезов расхождение расчетного и действительного коэффициентов сопротивления может оказаться значительным. Корректировка расчетного коэффициента может быть осуществлена по формуле $C_{H1} = C_{H \text{ расч}} \gamma_0$. За

висимость γ_0 от отношения глубины и продольного размера выреза показана на рис. II.49. Следует отметить, что при h/l

0,6: 0,7 наблюдается резкое возрастание сопротивления по сравнению с более глубокими и более мелкими вырезами (для вырезов круговой и квадратной формы оно составляет 2 и более раз), поэтому при проектировании следует избегать таких значений относительной глубины. Для приближенных расчетов коэффициента сопротивления мелких вырезов ($h/l \geq 0,3$), имеющих форму параллелепипеда, может быть принята постоянная величина $C_H = 0,0282$, установленная опытным путем.

В значительной степени сопротивление выреза зависит от его формы в плане. Наименьшее сопротивление при равной площади имеет прямоугольный вырез с расположением большей стороны прямоугольника перпендикулярно направлению скорости внешнего потока, наибольшее — вырез треугольной формы с направлением потока от вершины к основанию. Вырезы круговой, квадратной, прямоугольной формы с расположением длинной стороны вдоль потока, а также треугольной

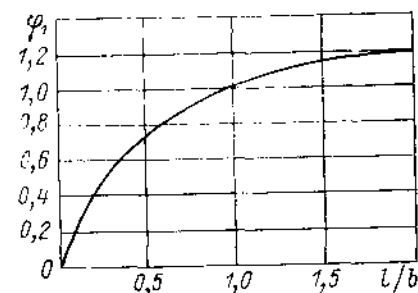


Рис. II.47. Зависимость $\varphi_1 = f(l/b)$.

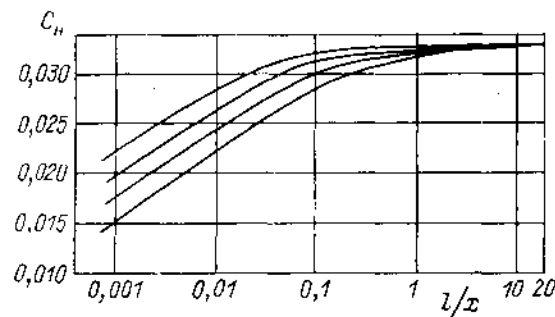


Рис. II.48. Коэффициент сопротивления глухого выреза при $l/b = 1$.

Кривые (сверху вниз) для $\text{Re}_x = 10^4, 10^5, 10^6, 10^7$.

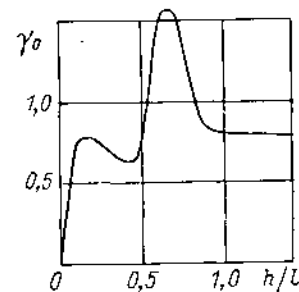


Рис. II.49. Зависимость $\gamma_0 = f(h/l)$.

при направлении внешнего, потока от основания к вершине создают практически одинаковое сопротивление. Уменьшение сопротивления прямоугольного выреза по сравнению с сопротивлением квадратного выреза, имеющего те же площадь и глубину, составляет около 40 %, увеличение сопротивления треугольного, ориентированного вершиной против направления скорости потока, — около 60 %.

Формула (II.37) получена применительно к вырезам, расположенным на плоской поверхности, и не учитывает влияния на их сопротивление градиента давления вследствие кривизны обтекаемой поверхности, которая в действительности имеет место при расположении вырезов в носовой или кормовой оконечностях судна. Установлено, что в носовой оконечности корпуса судна в зоне отрицательного гра-

дента давления сопротивление выреза оказывается несколько выше, а в кормовой ниже, чем в случае плоской поверхности. Коэффициент сопротивления носовых вырезов следует увеличивать по сравнению с данными рис. 11.48 примерно на 20 % и на столько же уменьшать коэффициент сопротивления выреза в корме.

Внутреннее загромождение выреза затрудняет движение жидкости в полости и соответственно приводит к увеличению коэффициента сопротивления. Однако это увеличение сравнительно невелико.

При большом количестве или большой площади вырезов их сопротивление может существенно увеличить общее сопротивление корпуса. В этом случае необходимо предусматривать закрытие вырезов, либо установку на них решеток. Решетки разделяют вырез на мелкие ячейки, что затрудняет взаимодействие внешнего потока с жидкостью, находящейся в полости выреза. При коэффициенте проницаемости k_H , представляющей собой отношение площади решетки в свету к площади выреза, равном 0,7, может быть достигнуто снижение сопротивления выреза на 40 %. Наиболее целесообразным с этой точки зрения является поперечное расположение стержней решетки таким образом, чтобы вырез представлял собой ряд коротких прямоугольных вырезов, ориентированных короткой стороной вдоль потока и имеющих, как было указано выше, минимальное сопротивление. Согласно рекомендациям [23] при $k_H \geq 0,5$ коэффициент сопротивления выреза при наличии решетки может быть приближенно определен как

$$C_{H1} = 0,0282k_H. \quad (11.38)$$

При наличии на корпусе нескольких вырезов возможно их взаимное влияние; оно заметно только при относительно близком расположении вырезов, когда расстояния между ними равны их размерам.

Через сквозной вырез может проходить поток жидкости, который приведет к дополнительному увеличению сопротивления судна, так как жидкость, попадающая в канал, приобретает скорость движения судна, на создание которой должна быть затрачена энергия. Это дополнительное сопротивление может быть найдено по формуле

$$\Delta R_H = \rho Q v, \quad (11.39)$$

где Q — расход жидкости через сквозной вырез. Коэффициент дополнительного сопротивления равен

$$AC_H = \frac{\Delta R_H}{\frac{\rho}{2} v^2 l b} = \frac{2v_1}{v}, \quad (11.40)$$

Из выражения (11.40) видно, что уже при малых скоростях течения v_1 через сквозной вырез добавка к сопротивлению может быть значительной. Причинами возникновения течения через сквозной вырез в условиях эксплуатации судна может являться разность давлений на различных бортах судна вследствие его рыскания или несимметрии корпуса в местах расположения вырезов. Выходящий из выреза поток, взаимодействуя с внешним, вызывает уменьшение давления в районе его расположения, которое, очевидно, приведет к дальнейшему увеличению скорости течения в вырезе и увеличению его сопротивления. Это явление обнаружено при модельных испытаниях судов со сквозными каналами для носовых подруливающих устройств [23], когда фиксировалось увеличение сопротивления на 10—15 % по сравнению с буксировочным сопротивлением той же модели при закрытом канале устройства.

Очевидно, что увеличение гидравлического сопротивления течению жидкости в канале уменьшает расход жидкости через сквозной вырез и соответственно уменьшает AC_H . При этом сквозной вырез можно приближенно рассматривать как два глухих, сопротивление которых определяется по формуле (11.37).

Экспериментально установлено, что размещение в канале подруливающего устройства невращающегося гребного винта существенно снижает сопротивление сквозных вырезов. Таким образом, дополнительное увеличение сопротивления сквозного выреза для канала подруливающего устройства практически не наблюдается, если приняты меры по предотвращению саморотации гребного винта и вследствие больших гидравлических потерь течение через сечение канала отсутствует.

В случае применения в качестве рабочего органа подруливающего устройства винта регулируемого шага (ВРШ) для исключения его ротации на ходовых режимах, когда устройство не используется, целесообразно устанавливать лопасти на нулевой шаг.

Уменьшение сопротивления канала подруливающего устройства путем установки вертикальных решеток из стержней оказывается малоэффективным из-за большого коэффициента проницаемости ($k_H \leq 0,1$) и обтекаемой формы поперечного сечения стержней, обусловленных необходимостью обеспечения минимальных гидравлических потерь в канале при работе подруливающего устройства. Более рациональным оказывается размещение стержней вдоль линий тока или параллельно ватерлинии. Наибольшее увеличение буксировочного сопротивления судна (до 5 % от полного) отмечается для судов с большим углом заострения ватерлинии, что является следствием образования уступа в обводе ватерлинии в месте ее пересечения с каналом. Снижение сопротивления выреза в 2—3 раза может быть достигнуто посредством местной ложкообразной выемки в корпусе за каналом подруливающего устройства (рис. 11.50). Выемку следует согласовать с направлением линий тока в этом месте корпуса, которые могут не совпадать с направлением ватерлинии. Для судов с острыми ватерлиниями делать выемку нет необходимости.

На основании обобщения результатов экспериментов по определению дополнительного сопротивления вырезов подруливающих устройств различных типов для ориентировочных расчетов можно рекомендовать значение $C_{H1} = 0,066$.

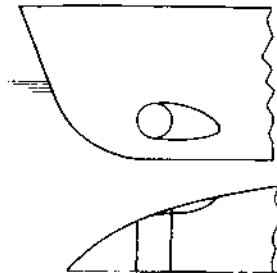


Рис. 11.50. Выемка для снижения сопротивления канала подруливающего устройства.

§ 11. СОПРОТИВЛЕНИЕ ВОЗДУХА ДВИЖЕНИЮ СУДНА

Сопротивление воздушной среды движению судна по физической природе представляет собой вязкостное сопротивление, действующее на надводные конструкции судна (надстройки, мачты, трубы, надводную часть корпуса); оно определяется аэродинамическим сопротивлением корпуса при безветрии и, главным образом, влиянием ветра на полное сопротивление судна. Но этой причине сопротивление воздуха является одним из существенных факторов воздействия на судно погодных условий и играет заметную роль в сопротивлении его движению при ветре значительной интенсивности, выраженной обычно в баллах по шкале Бофорта. Связь между скоростью истинного ветра v_0 , определяемой в неподвижной системе координат, и его силой в баллах приведена в табл. 11.2.

При оценке воздействия ветра на судно, движущееся со скоростью v , необходимо принимать относительную (кажущуюся) скорость воздушного потока v_A в системе координат, связанной с судном, равной

$$v_A = \sqrt{v^2 + v_0^2 + 2vv_0 \cos \gamma_0}, \quad (11.41)$$

где γ_0 — угол между направлениями действия ветра и движения судна, отсчитываемый от поса.

В общем случае, если ветер не встречный ($\gamma \neq 0^\circ$) и не попутный ($\gamma \neq 180^\circ$), на надводную часть судна, помимо продольной силы аэродинамического сопротивления R_{AA} , действуют поперечная сила и момент рыскания. При этом прямолинейное движение судна возможно только с дрейфом под углом β и с переложным рулем на некоторый средний угол δ_R , необходимый для удержания судна на заданном курсе. Тогда угол γ_A между вектором относительной скорости воздушного потока и ДП (за 0° принято направление встречного потока) может быть определен из соотношения

$$\sin(\gamma_A + \beta) = \frac{v_0}{v_A} \sin \gamma_0. \quad (11.42)$$

Таблица 11.2. Шкала Бофорта

Сила ветра, баллы	Скорость ветра v_0 , м/с	Характеристика ветра	Сила ветра, баллы	Скорость ветра v_0 , м/с	Характеристика ветра
0	0—0,5	Штиль	7	12,5—15,2	Крепкий
1	0,6—1,7	Тихий	8	15,3—18,2	Очень крепкий
2	1,8—3,3	Легкий	9	18,3—21,5	Шторм
3	3,4—5,2	Слабый	10	21,6—25,1	Сильный шторм
4	5,3—7,4	Умеренный	11	25,2—29,0	Жесточкий шторм
5	7,5—9,8	Свежий	12	>29	Ураган
6	9,9—12,4	Сильный			

причем в этом случае сопротивление, обусловленное действием ветра, включает аэродинамическое сопротивление надводной части, дополнительное гидродинамическое сопротивление подводной части из-за наличия дрейфа и сопротивление переложенного руля. Сравнительные расчеты для судов различных типов показывают, что при траверзных направлениях действия относительного ветра ($45^\circ < \gamma_A < 135^\circ$) вклад аэродинамической и гидродинамической составляющих дополнительного сопротивления сопоставим, однако абсолютная величина суммарного сопротивления при этом не превосходит 4% полного сопротивления. При действии ветра со встречных курсовых углов ($\gamma_A < 45^\circ$) полное сопротивление воздуха может составлять 10% и более сопротивления воды движению судна, но при этом даже в случае крепкого ветра силой 7—8 баллов доля гидродинамических составляющих не превышает 4% полного сопротивления воздуха. По этой причине, а также из-за ограниченного количества данных, позволяющих оценить совместное влияние на сопротивление дрейфа и переложенного руля, в практических расчетах, как правило, сопротивление от действия ветра отождествляют с аэродинамическим сопротивлением надводной части судна, т. е. полагают $\beta = \delta_R = 0$, и сопротивление воздуха определяют как

$$R_{AA} = C_{AA} \frac{\rho_A}{2} v_A^2 F_T, \quad (11.43)$$

где C_{AA} — коэффициент сопротивления воздуха; ρ_A — плотность воздуха, принимаемая в расчетах равной $1,226 \text{ кг/м}^3$; F_T — площадь проекции надводной части на плоскость мидель-шпангоута.

Коэффициент C_{AA} зависит от формы надводной части корпуса, типа и конфигурации надстроек, а также от их ориентации относительно воздушного потока. Его значение определяют экспериментально в результате продувок в аэродинамических трубах под различными углами к набегающему потоку (круговых продувок) моделей надводной части корпуса. Модели изготавливают двоякими относительно плоскости ГВЛ или испытывают на плоском экране, имитирующем влияние свободной поверхности. Испытания проводят при достаточно высоких числах Re [$Re > (2+3) \cdot 10^5$], обеспечивающих закритический режим обтекания отдельных конструкций корпуса (см. [87] первого раздела).

Наибольшая точность определения коэффициента C_{AA} обеспечивается при испытании модели судна, для которого производится расчет, однако такой эксперимент достаточно трудоемок и выполняется сравнительно редко. Обычно используют результаты испытаний модели судна-прототипа, имеющего аналогичные размеры и расположение надстроек, мачт и другой оснастки. На рис. 11.51—11.53 приведены полученные C_{AA} зависимости коэффициента C_{AA} от γ_A для судов различных современных архитектурных типов. Как видно из рисунков, наибольшие значения коэффициента воздушного сопротивления отмечаются в случае действия воздушного потока с относительной скоростью, направленной под углом $\gamma_A = 20 \div 30^\circ$ с носа и $\gamma_A = 150 \div 160^\circ$ с кормы. Для судов с устаревшими очертаниями надводной части корпуса, например с надстройками трехстворного типа, коэффициент C_{AA} может заметно превышать указанные на рисунках значения, достигая 1,0—1,2. Большой экспериментальный материал по коэффициентам аэро-

динамического сопротивления, относящийся к судам различных типов, содержится в [22].

При отсутствии достаточно близкого прототипа для определения C_{AA} можно воспользоваться результатами выполненной Ишервудом обработки большого ко-

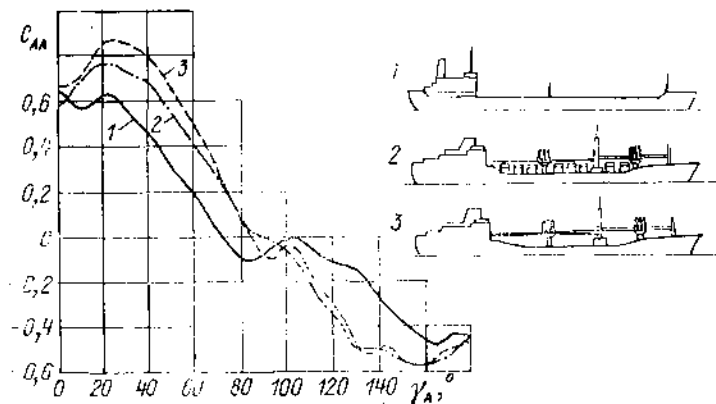


Рис. 11.51. Зависимость коэффициента аэродинамического сопротивления судов C_{AA} от направления воздушного потока.

1 — танкер ($L_{pp} = 172,5 \text{ м}$, $B = 25,5 \text{ м}$, $T = 8,23 \text{ м}$); 2 — контейнеровоз с контейнерами ($L_{pp} = 144,78 \text{ м}$, $B = 23,16 \text{ м}$, $T = 8,69 \text{ м}$); 3 — контейнеровоз без контейнеров

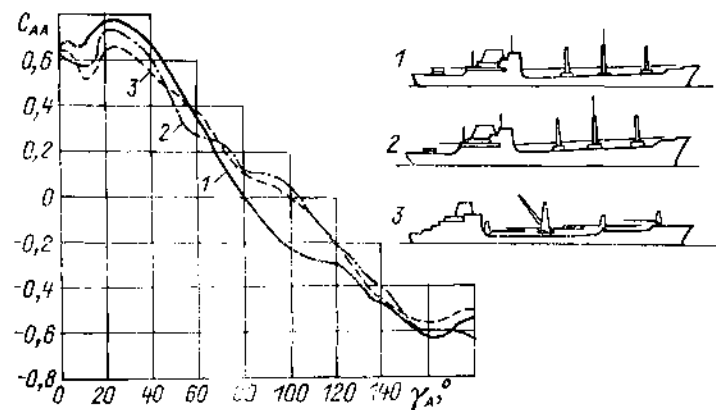


Рис. 11.52. Зависимость C_{AA} от направления воздушного потока.

1 — сухогрузное судно с полным грузом ($L_{pp} = 127,5 \text{ м}$, $B = 18,5 \text{ м}$, $T = 7,32 \text{ м}$); 2 — сухогрузное судно в балласте ($T_H = 2,55 \text{ м}$, $T_K = 6,3 \text{ м}$); 3 — сухогрузное судно с кормовым расположением надстройки ($L_{pp} = 143,25 \text{ м}$, $B = 21,34 \text{ м}$, $T = 8,76 \text{ м}$).

личества данных аэродинамических испытаний моделей транспортных судов с помощью регрессивного уравнения [66]

$$C_{AA} = A_0 + A_1 \frac{2F_L}{L_{OA}^2} + A_2 \frac{2F_T}{B^2} + A_3 \frac{L_{OA}}{B} + A_4 \frac{S}{L_{OA}} + A_5 \frac{c}{L_{OA}} + A_6 M, \quad (11.44)$$

где L_{OA} и B — наибольшая длина и ширина судна соответственно; F_L и F_T — площади продольной и поперечной проекций надводной части соответственно; S —

периметр продольной проекции надводной части за исключением ватерлинии и мачт; s — расстояние от носа до центра площади наружности, M — число отчетливо различимых в продольной проекции мачт и стоек.

Значения коэффициентов полинома (II.44) в зависимости от курсового угла относительного ветра γ_A приведены в табл. II.3. Геометрические параметры, входя-

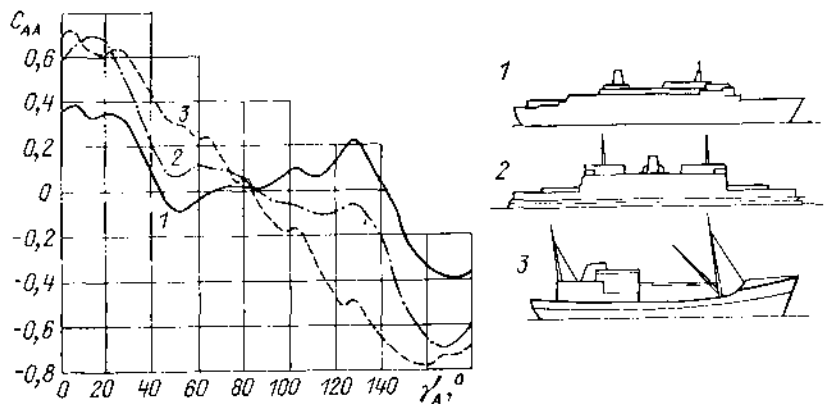


Рис. II.53. Зависимость C_{A0} от направления воздушного потока.

1 — пассажирский лайнер (L_{pp} — 118 м, B — 19,9 м, T — 5 м); 2 — паром (L_{pp} — 83 м, B — 13,3 м, T — 4 м); 3 — рыболовный траулер (L_{pp} — 22,26 м, B — 5,8 м, T — 2,5 м).

щие в уравнение (II.44), определяют по чертежам судна, для которого производится расчет. При отсутствии чертежей значения указанных параметров могут быть приняты по табл. II.4, в которой приведены их средние значения для судов различного назначения, архитектурного типа и условий загрузки.

Натурный ветровой поток движется над водной поверхностью, вследствие чего над ней образуется пограничный слой с распределением скоростей, показанным на рис. II.54. Высота надводной части корпуса и надстроек соизмерима с толщиной слоя и поэтому скорость обтекающего их потока меньше скорости ветра, измеренной приборами, которые по возможности выносятся за пределы резкого перепада скоростей. Определение сопротивления воздуха по формуле (II.43) без учета указанного изменения скоростей воздушного потока может привести к значительной переоценке аэродинамического сопротивления. Поэтому в формуле (II.43) рекомендуется вместо v_A принимать среднюю скорость v_A^0 , соответствующую фактическому распределению скоростей воздушного потока, обтекающего надводные конструкции корпуса. Значение v_A^0 можно установить по графику рис. II.54 для некоторой эквивалентной высоты надстроек, определяемой по формулам: $z = 0,5f + 0,4h$ — для судов с прерывистыми надстройками; $z = 0,5h_1$ — для судов с непрерывными надстройками, где f — высота надводного борта на мидель-шпангоуте; h — высота надстройки над ватерлинией; h_1 — средняя высота непрерывной надстройки над ватерлинией.

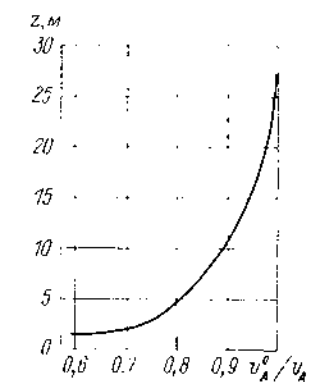


Рис. II.54. Профиль скорости воздушного потока вблизи свободной поверхности воды.

Значения коэффициента C_{A0} , определяемые при испытании моделей в однородном потоке аэродинамической трубы, также отличаются от натуральных. Эти различия, однако, невелики, и корректировку C_{A0} применительно к натурным условиям обычно не производят, что приводит к вычислению с некоторым запасом сопротивления, связанного с действием ветра.

Таблица II.3. Значения коэффициентов формулы (II.44)

$\gamma_A, ^\circ$	A_0	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6
0	2,152	5,00	0,243	-0,164	-	-	-
10	1,714	-3,33	0,145	-0,121	-	-	-
20	1,818	3,97	0,211	-0,143	-	-	0,033
30	1,965	-4,81	0,243	-0,154	-	-	0,041
40	2,333	-5,99	0,247	-0,190	-	-	0,042
50	1,726	-6,54	0,189	-0,173	0,348	-	0,048
60	0,913	-4,68	-	-0,104	0,482	-	0,052
70	0,457	-2,88	-	-0,068	0,316	-	0,043
80	0,341	-0,91	-	-0,031	-	-	0,032
90	0,355	-	-	-	-0,247	-	0,018
100	0,601	-	-	-	-0,372	-	-0,020
110	0,651	1,29	-	-	-0,582	-	-0,031
120	0,564	2,54	-	-	-0,748	-	-0,024
130	0,142	3,58	-	0,047	-0,700	-	-0,028
140	-0,677	3,64	-	0,069	-0,529	-	-0,032
150	0,723	3,14	-	0,064	-0,475	-	-0,032
160	-2,148	2,56	-	0,081	-	1,27	-0,027
170	-2,707	3,97	-0,175	0,126	-	1,81	-
180	-2,529	3,76	-0,174	0,128	-	1,55	-

Таблица II.4. Средние значения входящих в формулу (II.44) геометрических параметров судов

Тип судна, условия загрузки	$\frac{2F_L}{L_{OA}^2}$	$\frac{2F_T}{B^2}$	$\frac{L_{OA}}{B}$	$\frac{S}{L_{OA}}$	$\frac{c}{T_{OA}}$	M
Пассажирские суда и паромы	0,192	1,95	7,66	1,44	0,492	2
Грузовые суда со средним расположением машинной установки с полным грузом	0,111	1,67	7,80	1,51	0,490	4
Грузовые суда со средним расположением машинной установки в балласте	0,149	2,04	7,80	1,58	0,489	4
Грузовые суда с кормовым расположением машинной установки с полным грузом	0,122	1,75	7,80	1,51	0,550	5
Грузовые суда с кормовым расположением машинной установки в балласте	0,151	2,06	7,80	1,58	0,526	5
Танкеры и рудовозы со средним расположением надстройки с полным грузом	0,076	1,03	7,46	1,33	0,547	3
Танкеры и рудовозы со средним расположением надстройки в балласте	0,117	1,43	7,46	1,40	0,522	3
Танкеры и рудовозы с кормовым расположением надстройки с полным грузом	0,100	1,59	7,46	1,33	0,568	3
Танкеры и рудовозы с кормовым расположением надстройки в балласте	0,121	1,68	7,46	1,40	0,537	3
Траулеры	0,166	1,80	6,47	1,45	0,476	2
Буксиры	0,236	1,43	4,05	1,86	0,405	1

§ 12. ПУТИ СНИЖЕНИЯ ВЯЗКОСТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ СУДОВ

При больших значениях Re вязкостное сопротивление движущихся в воде тел может быть снижено за счет рационального выбора формы обводов с целью устранения или сокращения зон отрыва турбулентного пограничного слоя и целесообразного уменьшения смоченной поверхности, а также путем уменьшения местной и распределенной шероховатости. Использование указанных возможностей оправдано, если оно не вызывает увеличения других составляющих сопротивления, например волнового.

Вязкостное сопротивление хорошо обтекаемых тел при гидромеханически гладкой поверхности незначительно отличается от сопротивления турбулентного трения эквивалентной плоской пластины и может быть доведено до уровня, лежащего ниже этого естественного предела, при применении средств искусственного воздействия на пограничный слой.

Снижение сопротивления трения может быть осуществлено за счет изменения свойств жидкости у стенки (посредством воздушной смазки, применения полимеров) или за счет ламинаризации пограничного слоя.

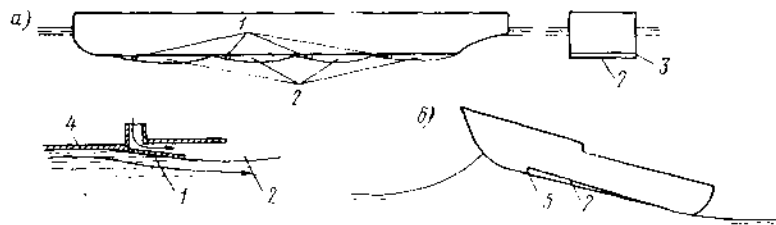


Рис. 11.55. Схема формирования искусственной каверны: а — на тихоходном судне с плоским днищем; б — на быстроходном судне.

1 — козырек-кавитатор; 2 — каверна; 3 — килы для предотвращения утечки воздуха; 4 — обшивка судна; 5 — редан.

Воздушная смазка корпуса. Исследования, выполненные А. А. Бутузовым, А. П. Ивановым и др. показали, что течение со сплошной воздушной пленкой можно описать с помощью уравнений движения вязкой жидкости. В процессе решения этой задачи подложит определению свободная линия тока, давление на которой постоянно и равно давлению газа в воздушном слое — искусственной каверне. Характеристики искусственной каверны слабо зависят от схемы подвода воздуха в поток, т. е. от способа создания требуемого давления в каверне, и определяются числами кавитации и Фруда. Начало искусственной каверны формируют, устанавливая на поверхности движущегося в воде тела козырек-кавитатор, отклоняющий поток от поверхности. Образующаяся за кавитатором зона постоянного давления заполняется воздухом. В ряде случаев искусственная каверна может быть образована без применения козырька, например за точкой резкого изменения кривизны обводов в форме редана (рис. 11.55).

Эффект снижения сопротивления определяется соотношением между выигрышем в трении, связанном с долей изолированной от воды поверхности, и некоторым проигрышем за счет сопротивления кавитатора. Существенным требованием является обеспечение необходимой силы поддержания судна с воздушной смазкой, что в ряде случаев сводится к требованию получения достаточного давления в каверне.

Устойчивость границы раздела воздух—вода на большей части ее длины обусловлена наличием положительного градиента давления, направленного внутрь жидкости. Теоретические и экспериментальные исследования форм и размеров искусственных каверн, образующихся за кавитатором на плоском днище, показали, что длина каверны не может без разрушения превзойти некоторого предельного значения $l_k = 0,34v^2$ (l_k — в метрах, v — в метрах в секунду) (рис. 11.56), поэтому в необходимых случаях возможно применение совокупности воздушных пленок, следующих друг за другом.

Практическая возможность существенного (до 20 % от полного) снижения со-

противления за счет таким способом образованной воздушной смазки была подтверждена натурными испытаниями ряда речных судов с плоским днищем (рис. 11.57). При этом мощность, затрачиваемая на поддув, не превосходила 3 % мощности двигателя судна.

У судов, движущихся в переходном режиме и режиме глиссирования, на днище может быть создана одна каверна необходимой протяженности, для формирования

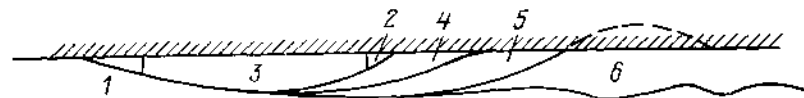


Рис. 11.56. расчетная форма плоской каверны при разной ее длине.

1 — козырек-кавитатор; 2 — фиктивный кавитатор, используемый при расчетном определении характеристик каверны; 3 — каверна небольшой длины ($l < l_k$); 4 — каверна предельной длины, угол ее касания к стенке равен нулю; 5 — нереализуемая на практике форма каверны; 6 — каверна, существующая при больших значениях расхода.

которой требуется один редан. За счет рационального профилирования днища удается обеспечить необходимое давление в каверне и снизить сопротивление (рис. 11.58) [35].

Применение полимеров. В 40-х гг. было обнаружено, что трение о твердые стенки, оказываемое турбулентным течением слабых водных растворов полимеров с линейной структурой макромолекул, таких как полиоксы, полвакриламида и др., и молекулярной массой $M = 10^6 \div 10^7$, может быть примерно вдвое меньше, чем трение воды

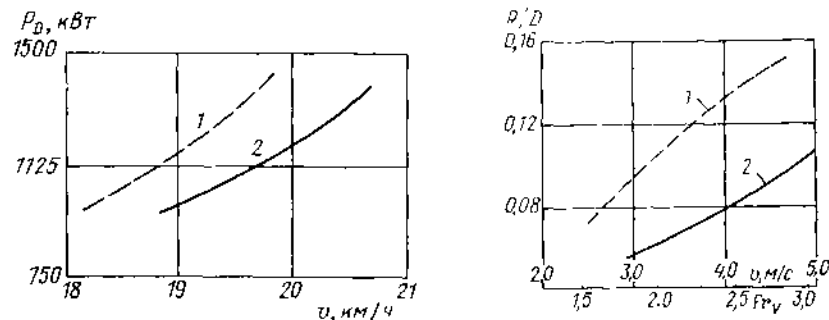


Рис. 11.57. Зависимость мощности главных двигателей грузового речного теплохода от его скорости.

1 — без воздушной смазки; 2 — с воздушной смазкой корпуса по схеме рис. 11.55, а.

Рис. 11.58. Буксировочное сопротивление модели масштаба $k = 1:10$ речного пассажирского судна водоизмещением $D = 24$ т, имеющего скорость около 55 км/ч.

1 — модель обычных обводов; 2 — с воздушной смазкой по схеме рис. 11.55, б.

без примесей (рис. 11.59). Этот эффект наблюдается при столь малых концентрациях веществ, что плотность и вязкость растворов не отличаются от таковых для воды. Опыты с растворами в трубах показывают, что малые добавки полимеров не вызывают увеличения критического числа Re . Эффект снижения сопротивления проявляется после превышения порогового значения трения на стенке, и по мере роста напряжения трения τ_0 достигает максимального значения, которое, если отсутствует механическое разрушение полимерных молекул в потоке, определяется концентрацией раствора c , видом полимера и его молекулярной массой. Снижение сопротивления обусловлено утолщением переходной зоны пристеночного течения, которое вызывает (рис. 11.60) смещение логарифмического участка профиля на величину B_0 .

Полимеры, незначительно изменяя продольную составляющую пульсационной скорости, приводят к резкому уменьшению поперечной ее составляющей и, следовательно, турбулентного обмена вблизи стенки (рис. 11.61).

И. Л. Пювх и др. обнаружили, что близкими свойствами обладают турбулентные течения воды с добавками поверхностно-активных веществ (например, метанола), однако для получения аналогичного полимерам эффекта их требуется существенно большее (примерно в 1000 раз) по массе количество ¹.

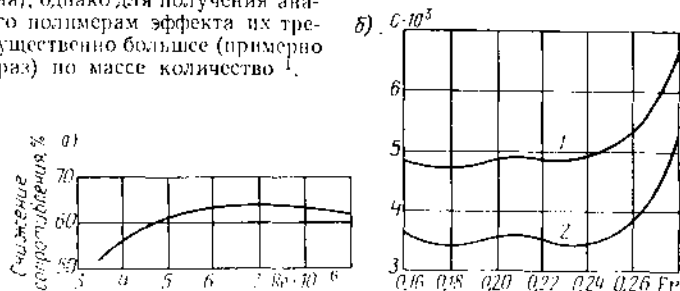


Рис. 11.59. Снижение сопротивления пластины длиной 0,9 м, буксируемой в растворе полимера (полиокса) концентрацией 15 г/м³ (по данным Леви и Дэвиса, а) и модели судна длиной 2,44 м (по измерениям Эмерсона, б).

1 — данные испытаний в опытовом бассейне, заполненном водой; 2 — данные испытаний в опытовом бассейне, заполненном раствором полиокса концентрацией 5 г/м³.

Расчет трения в случае введения растворов на поверхность движущегося в воде тела может быть выполнен [41] на основе выражения, описывающего профиль скорости турбулентного пограничного слоя [ср. с формулой (11.93) первого раздела]:

$$\frac{v_x}{v^*} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{y v^*}{\nu} + C + B_0 + \frac{\Pi}{\kappa} \omega(y, \delta). \quad (11.45)$$

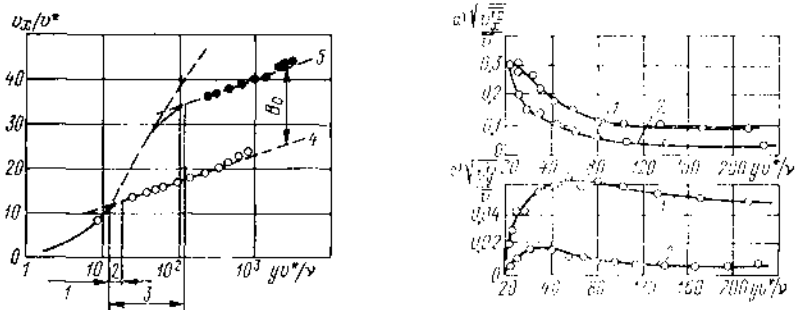


Рис. 11.60. Распределение скоростей при течении в трубе (по данным Л. А. Чекаловой и Ю. Ф. Ивановы) ¹.

1 — вязкий подслой; 2 — переходная зона в воде; 3 — то же при течении раствора; 4 — закон стенки в воде; 5 — то же при течении раствора; ○ — вода; ● — раствор полимера.

Рис. 11.61. Относительные среднеквадратичные значения продольной (а) и поперечной (б) пульсаций скоростей при течении воды (1) и раствора полимера в трубе (2) (по измерениям Е. М. Хабахпашевой) ¹.

При этом функция B_0 считается известной для растворов данного полимера по результатам их испытаний в трубах. В качестве расчетного значения концентрации c используют ее значение вблизи стенки $c = c_w$.

¹ Пилипенко В. Н. Влияние добавок на пристенные турбулентные течения. — В сб.: Механика жидкости и газа, т. 15. М., ВНИИТИ, 1980, с. 157—261.

Обобщение опытных данных по течению растворов полимеров в трубах и теоретическое решение задачи снижения сопротивления может быть реализовано на основе использования реологических моделей вязкоупругих жидкостей, рассмотренных в гл. III первого раздела (работы Я. И. Войткунского, Я. С. Ходорковского, В. А. Городнова и др.) ¹.

И. Л. Желтухин использовал модель движения жидкости с внутренним вращением, для которой реологическое уравнение плоского сдвигового течения, где $u_x = f(y, t)$, имеет вид [21]

$$\tau + \theta_1 \frac{\partial \tau}{\partial t} = \mu \left[\frac{\partial v_x}{\partial y} + \left(1 + \frac{\mu_r}{\mu} \right) \theta_1 \frac{\partial^2 v_x}{\partial t \partial y} \right]. \quad (11.46)$$

При таком подходе физической причиной снижения турбулентного трения считается демпфирование нестационарной пульсационной составляющей завихренности из-за

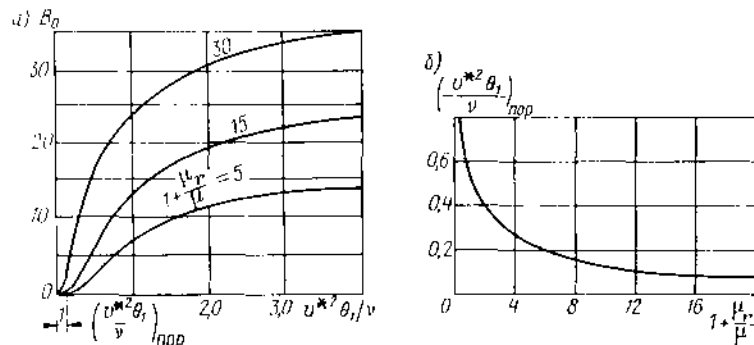


Рис. 11.62. Зависимости B_0 от $v^* \theta_1 / \nu$ и коэффициента $\frac{\mu_r}{\mu}$ (а) и пороговых параметров от коэффициента $\frac{\mu_r}{\mu}$ (б).

1 — минимальное (пороговое) значение, при котором $B_0 > 0$ и наблюдается снижение сопротивления.

несопадения угловых скоростей вращения частиц жидкости и полимеров. Демпфирование имеет место, если время подстройки вращения частиц к вихревому движению жидкости — эффективное время релаксации θ_1 — удовлетворяет условию $v^* \theta_1 / \nu > (v^* \theta_1 / \nu)_{\text{пор}}$ (рис. 11.62). Мерой демпфирования выступает относительная вращательная вязкость μ_r / μ , которая для слабых растворов является линейной функцией их концентрации: $\mu_r / \mu = \beta c$. При надлежащем подборе двух постоянных θ_1 и β для данного полимера (рис. 11.63) может быть получено согласно расчетным данным с результатами измерений в трубах. На рис. 11.64 представлена расчетная зависимость снижения сопротивления плоской пластины, движущейся в растворе полимера, от параметров μ_r / μ , $v^* \theta_1 / \nu$ и Re . Потребные для его обеспечения значения концентрации для трех видов полимеров можно определить по рис. 11.63.

Исследование различных способов введения растворов полимеров на поверхность движущегося в воде тела показало, что оптимальным является вдув растворов через наклоненную к поверхности щель или ряд щелей, следующих друг за другом с определенным шагом. На рис. 11.65 точками показаны результаты измерений снижения сопротивления при вдуве растворов полиокса на поверхность пластины. Там же в виде сплошной кривой приведены данные расчетов, проведенных по схеме, использующей уравнение импульсов [см. формулу (11.64) первого раздела], закон распределения скоростей (11.45), зависимость B_0 от различных параметров (см. рис. 11.62) и выражение для $c_w = 2q / (r_0 \delta v)$, где q — расход сухого полимера, r_0 — плотность полимера (г/м³), B — ширина пластины. Пересчет применительно к числам Re , соответствующим движению судов, показывают, что для полимеров

¹ См. справку на с. 266.

типа полиокса снижение трения в условиях гладкости поверхности обшивки составит около 50 % при значениях $q/(\rho_0 v \Omega) = 0,02 \div 0,04$ или расходе сухого полимера, равном нескольким тоннам в час; из-за высокой стоимости полимеров их использование для снижения сопротивления судов может оказаться невыгодным.

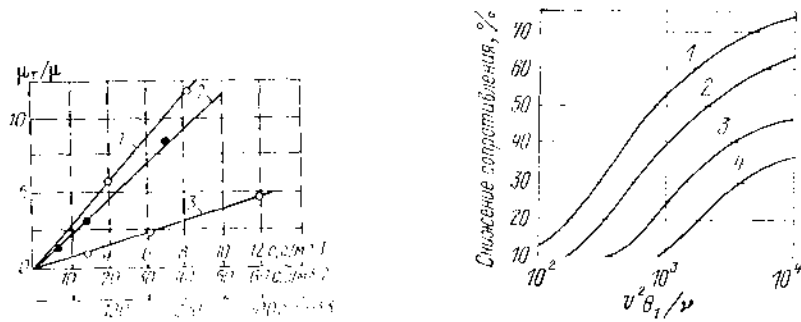


Рис. 11.63. Зависимость коэффициента μ_r/μ от концентрации полимеров различной природы по опытным данным, относящимся к течению в трубе.

1 — полиокс ($\theta_1 = 1,1 \cdot 10^{-3}$ с); 2 — полнакриламид ($\theta_1 = 0,65 \cdot 10^{-3}$ с); 3 — гуаровая смола ($\theta_1 = 0,19 \cdot 10^{-3}$ с).

Рис. 11.61. Зависимость снижения сопротивления от параметра $v^2 \theta_1 / \nu$.

1 — $Re = 10^6$, $\mu_r/\mu = 15$; 2 — $Re = 10^5$, $\mu_r/\mu = 15$; 3 — $Re = 10^7$, $\mu_r/\mu = 3$; 4 — $Re = 10^6$, $\mu_r/\mu = 3$.

Ламинаризация пограничного слоя. Осуществление ламинаризации возможно лишь при устранении сильных возмущений от турбулентности набегающего потока и в пограничном слое, от шероховатости поверхности, вибрации и местных отрывов

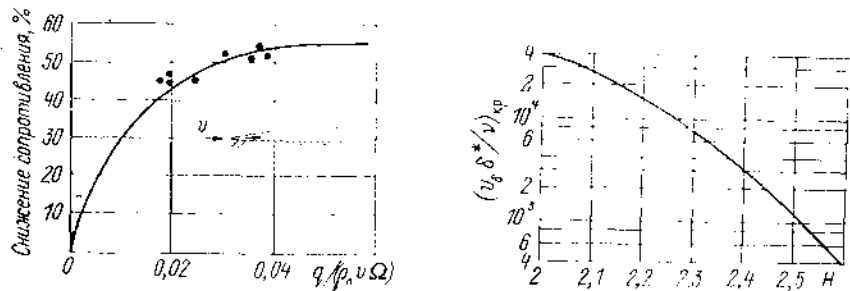


Рис. 11.65. Сравнение рассчитанной по полуэмпирической теории зависимости снижения сопротивления плоской пластины от параметров расхода полиокса с результатами измерений Фрумена и Тулина.

— — расчет; ● — измерения.

Рис. 11.66. Расчетная зависимость критического числа Рейнольдса от параметра $H = \delta^*/\delta^{**}$ для ламинарного пограничного слоя.

$H = 2,59$ — течение с нулевым градиентом давления; $H = 2$ — течение с распределенным отсосом.

пограничного слоя. Указанное требование является, однако, недостаточным. Ламинарные течения обладают неустойчивостью к малым возмущениям, приводящей к их росту и, в конечном итоге, переходу к турбулентному течению, который сопровождается резким увеличением трения.

Теория позволяет рассчитать число Re^* потери устойчивости (или критическое число $Re_{кр}^* = \delta^* v_g / \nu$), соответствующее началу указанного процесса (рис. 11.66).

В некоторых пределах чисел Re требуемое изменение $Re_{кр}^*$ может быть осуществлено за счет рационального выбора формы обводов (ламинаризованных обводов), в частности, смещения максимальной толщины тела к корме в целях увеличения протяженности области с отрицательным градиентом давления ($H = \delta^*/\delta^{**} < 2,59$), где устойчивость потока возрастает (рис. 11.67).

Другая возможность изменения $Re_{кр}^*$ заключается в нагревании обшивки движуще-



Рис. 11.67. Зависимость коэффициента сопротивления $C = 2R/(\rho v^2 l^3 v^2)$ от скорости и числа Re (по данным Маккорника).

1 — тело вращения с меридиональным сечением, соответствующим профилю NACA-66, удлиненным $L/B = 3,33$ (ламинаризованные обводы); ○ — результаты испытаний всплывающей модели; ● — то же с турбулизатором; 2 — тело вращения иных очертаний и эквивалентного объема.

Рис. 11.68. Расчетная зависимость критического числа Рейнольдса на нагреваемой пластине от значения кинематической вязкости на стенке ν_w , отнесенного к ее значению в потоке ν .

гося в воде тела; в этом случае вместе с увеличением кривизны профиля скоростей из-за снижения вязкости ν_w в пристенной зоне уменьшается по той же причине эффективность вязкого демпфирования возмущений. Расчеты А. И. Короткина [8] показали (рис. 11.68), что наибольшее увеличение $Re_{кр}^*$ достигается при $\nu_w/\nu = 0,5$.

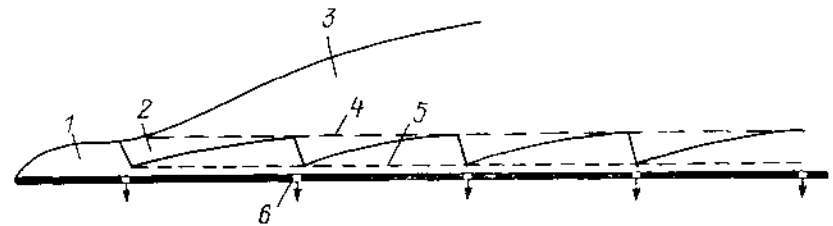


Рис. 11.69. Схема отсасывания жидкости из пограничного слоя с целью ламинаризации в нем течения.

1 — участок естественного ламинарного слоя; 2 — изменение толщины слоя при отсасывании через щели δ ; 3 — область турбулентного слоя; 4 — значение толщины слоя, соответствующее $Re_{кр}^*$; 5 — нижняя граница, соответствующая турбулизирующему действию шероховатости.

Принципиальная возможность организации ламинарного течения при сколь угодно больших значениях числа Re обеспечивается отсасыванием части жидкости из пограничного слоя. Лахманн предложил производить отсасывание через систему щелей на поверхности тела (рис. 11.69), следующих друг за другом с таким шагом, чтобы при заданных значениях расхода число Re^* не превысило соответствующего $Re_{кр}^*$. Наибольшая эффективность достигается при распределенном отсасывании

со скоростью u_0 через пористую проницаемую поверхность: кривизна профиля скорости при этом увеличивается столь сильно, что $Re_{кр}^*$ достигает значения около 70 000; количество отсасываемой жидкости, а следовательно, и потери на отсасывание оказываются минимальными. Теория предсказывает высокую эффективность снижения сопротивления в этом случае (рис. П.70).

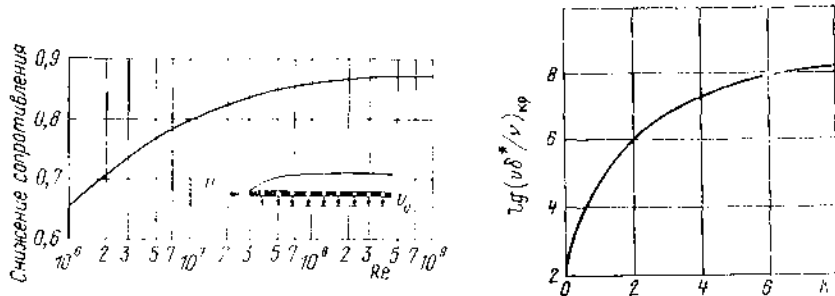


Рис. П.70. Схема распределенного отсасывания на плоской проницаемой пластине и относительное снижение сопротивления $(C/C_0) = C/C_0$ при наиболее выгодном режиме отсасывания, когда $u_0/v = 1,2 \cdot 10^{-4}$.

Рис. П.71. Зависимость $Re_{кр}^*$ от K для податливой поверхности (по расчетам А. И. Короткина, см. [8] первого раздела).

Наконец, теория гидродинамической устойчивости прогнозирует возможность сохранения ламинарной формы течения до высоких значений Re при использовании податливых поверхностей. На рис. П.71 показано, каким образом определенное расчетом [8] значение $Re_{кр}^*$ зависит от коэффициента податливости K .

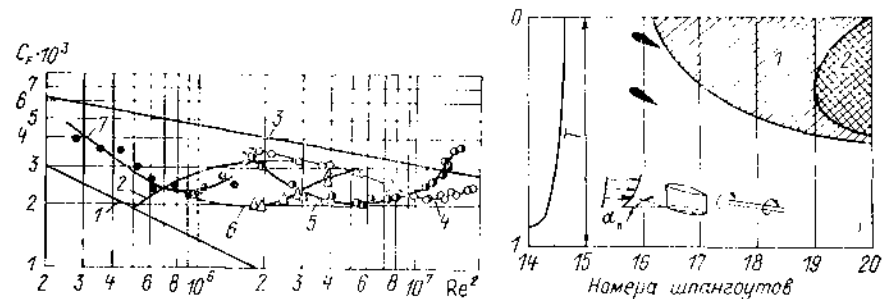


Рис. П.72. Коэффициент сопротивления трения при ламинарном (1), переходном (2), турбулентном (3) обтекании жесткой поверхности и при обтекании различных податливых покрытий из пенополиуретана (4—7) [4].

Рис. П.73. Схема образования вихрей за вихрегенератором в виде крыла, установленного в пограничном слое, и результаты опытного определения размеров области отрыва на модели судна с полными обводами и $L/B = 4,0$ без (1) и с вихрегенераторами (2).

поверхности в законе связи $\bar{y} = \bar{K} \bar{r} e^{c_0}$, $\bar{K} = \bar{K} \bar{r} e^{c_0}$, δ между деформацией поверхности \bar{y} и пульсирующей давлением \bar{p} при оптимальном значении их угла сдвига $\theta = 60^\circ$. Из приведенных на рис. П.72 опытных данных следует, что для каждого из оговоренных покрытий эффект проявляется в ограниченном диапазоне Re и не всегда обусловлен ламинаризацией течения, а может быть вызван взаимодействием турбулентного потока и податливой стенки.

Практическое осуществление возможности ламинаризации затруднено необходимостью удовлетворения чрезвычайно жестких требований к гладкости поверхности: число Re распределенной шероховатости должно удовлетворять условию $u_k \delta^* v < 100 \div 200$, а высота местных бугорков шероховатости должна составлять не более одной трети толщины вытеснения δ^* . В силу указанных причин возможность ламинаризации в судостроении до настоящего времени не реализована.

Воздействие на отрыв. В тех случаях, когда за счет варьирования обводов не удастся обеспечить безотрывное обтекание, для воздействия на отрыв с целью снижения вязкостного сопротивления можно использовать крыльевые устройства, или вихрегенераторы, располагаемые перед зоной отрыва на корпусе судна. Размеры этих устройств и их расположение по отношению к набегающему потоку подбирают таким образом, чтобы за счет влияния сбегающих с крыльев свободных вихрей обеспечить усиление турбулентного обмена в пограничном слое и сокращение вследствие этого зон отрыва. Лабораторные исследования свидетельствуют об эффективности таких устройств на судах с полными кормовыми очертаниями: согласно [3] установка двух вихрегенераторов позволила сократить область отрыва с 20 до 5 %, данные модели и снизить коэффициент сопротивления C на $0,5 \cdot 10^{-3}$ в диапазоне чисел $Fr = 0,14 \div 0,30$ (рис. П.73).

ВЛИЯНИЕ ВОЛНООБРАЗОВАНИЯ И УСКОРЕНИЯ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ДВИЖЕНИЮ СУДНА

§ 13. ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВОЛНООБРАЗОВАНИЯ И ВОЛНОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ СУДОВ

Движение судна, также как и всякого тела в жидкости, сопровождается повышением давлений в его оконечностях и повышением в средней части. При наличии свободной поверхности это приводит к образованию на ней корабельных волн; указанный процесс связан с весомостью жидкости. При равномерном и прямолинейном движении судна форма свободной поверхности представляет собой волновой рельеф, который движется одновременно с судном с той же скоростью, что и у судна, и не изменяет своей конфигурации. Поскольку основными волнообразующими центрами являются участки корпуса со значительной кривизной поверхности, возникновению две системы волн — носовая и кормовая.

В носовой и кормовой системах различают расходящиеся и поперечные волны. Расходящиеся волны состоят из рядов сравнительно коротких, слегка вогнутых гребней, располагающихся симметрично относительно ДП судна. Фронт каждой волны образует с ДП угол α_n , величина которого на глубокой воде не изменяется при изменении скорости судна.

В зависимости от остроты носовой ветви ватерлинии судна угол α_n составляет $36 \div 40^\circ$ (рис. П.11). Если соединить центры гребней расходящихся волн, то можно получить прямую, составляющую с ДП угол, равный $0,5\alpha_n$. При движении на ограниченном фарватере расходящиеся волны носовой и кормовой систем не взаимодействуют между собой, а высоты составляющих их волн при удалении от судна изменяются мало. Поперечные волны образуют прямой угол с ДП судна и их гребни (также практически прямолинейные, за исключением концевых участков) располагаются внутри сектора, ограниченного расходящимися волнами. Так как запас энергии этих волн и их длина остаются постоянными, а величина энергии волны пропорциональна квадрату амплитуды, амплитуда этих волн уменьшается по мере удаления от судна приблизительно обратно пропорционально корню квадратному из расстояния от места их возникновения. Длину этих волн можно определить по формуле

$$\lambda = 2v^2/g, \quad (П.11)$$

где v — скорость судна, м/с.

Энергия, заключающаяся в системе корабельных волн, приобретает в результате работы судовой энергетической установки. Несмотря на то, что размеры и конфигурация волн при данной скорости судна остаются неизменными, волновое сопротивление наблюдается и при установившемся движении судна с тем, что скорость передачи энергии в волнах меньше скорости распространения волн. По этой же причине при конечном времени движения судна волновой след простирается только на половине расстояния, пройденного судном (при неограниченном фарватере, в противном случае длина следа зависит от глубины воды).

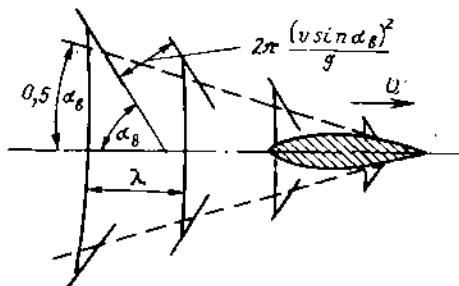


Рис. III.1. Схема волнообразования при движении судна на глубокой воде.

Носовая поперечная волна возникает несколько позади форштевня и начинается с вершины, а так как длина волны увеличивается с ростом скорости судна, при различных скоростях на место образования впадины первой кормовой поперечной волны будет попеременно налагаться вершина или подошва носовой поперечной волны, и амплитуда волн за кормой судна будет определяться наложением (интерференцией) обеих систем волн. Поскольку энергия волн пропорциональна квадрату их амплитуды, существуют благоприятные скорости судна, при которых вследствие интерференции амплитуды результирующих волн за кормой уменьшаются, и интен-

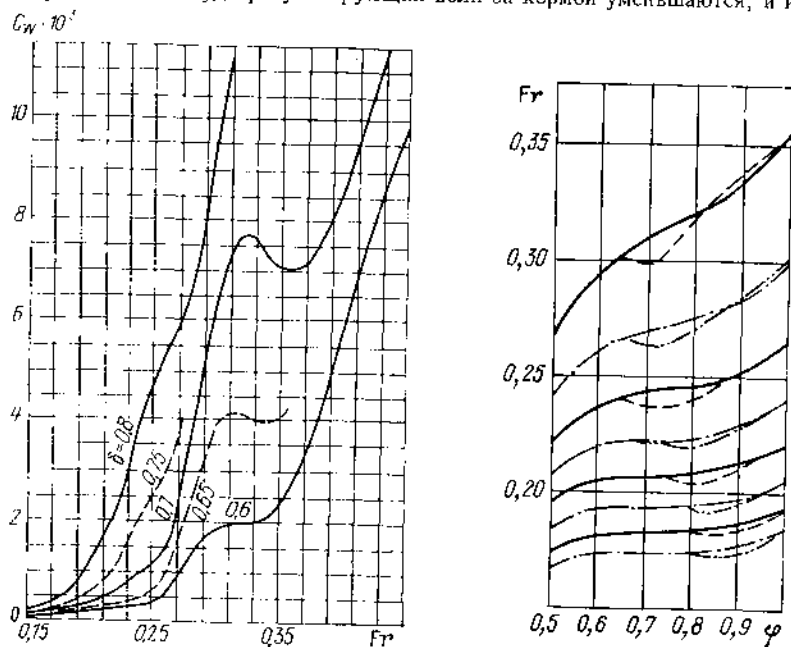


Рис. III.2. Зависимость C_W от Fr .

Рис. III.3. Зоны благоприятных и неблагоприятных чисел Фруда судна в зависимости от ϕ .

— — — неблагоприятные зоны для судов без цилиндрической вставки; — — — то же при наличии цилиндрической вставки; — — — благоприятные зоны для судов без цилиндрической вставки; — — — то же при наличии цилиндрической вставки.

сивность роста волнового сопротивления замедляется, а также неблагоприятные скорости, при которых амплитуды волн возрастают. В связи с этим на кривых, выражающих зависимость коэффициента волнового сопротивления судна C_W от числа Фруда $Fr = v/\sqrt{gL}$, заметны выпуклые и выпуклые участки или даже впадины и бугры, положение которых соответствует благоприятной и неблагоприятной интерференции носовых и кормовых поперечных волн (рис. III.2). У судов традиционных типов кривые коэффициента C_W имеют бугры при значениях числа Фруда около 0,22, 0,25, 0,30 и 0,50. Бугор при $Fr \approx 0,50$ является для судов обычных обводов абсолютным максимумом коэффициента волнового сопротивления, после которого он убывает. Бугры при других из указанных выше чисел Фруда бывают обычно выражены слабо. При малых значениях числа Фруда волновое сопротивление невелико и, если $Fr < 0,1-0,15$, его обычно считают равным нулю.

Предварительная оценка положения зон неблагоприятных скоростей, при которых возможен усиленный рост волнового сопротивления, и благоприятных скоростей для морских транспортных судов может быть сделана с помощью зависимостей, полученных Г. Е. Павловко теоретическим путем (рис. III.3). В области больших значений коэффициента продольной полноты ϕ этот путь дает практически такие же результаты, как старое правило Кента [33].

Абсолютные значения коэффициента волнового сопротивления и большой степени зависят от формы корпуса и, в первую очередь, от полноты обводов (рис. III.2). Особенности изменения волнового сопротивления в зависимости от скорости судна и формы обводов необходимо учитывать при проектировании судов и выборе их эксплуатационных скоростей.

При обтекании носовой оконечности очень полных судов с цилиндрическими, таранно-коническими и другими современными обводами, для которых характерны тупые ватерлинии с углом входа, близким к прямому, амплитуда носовой волны сильно возрастает и одновременно увеличивается крутизна волнового склона. Вследствие этого движение частиц жидкости в волне становится неустойчивым, и она разрушается, образуя характерный пенный бурю на поверхности воды, распространяющейся по обе стороны за судном. Сопротивление при этом увеличивается, а свойственный волновому движению механизм передачи энергии нарушается, и вся энергия волны рассеивается, переходя в возмущения вихревого типа. Эту энергию нельзя определить путем анализа волнового следа за моделью; связанное с ней сопротивление выделяется в отдельную составляющую, называемую сопротивлением от разрушения носовой поднорной волны R_{WB} .

Исследование вязкостного следа показывает, что при наличии разрушения носовой поднорной волны на эпюре потерь полного напора, помимо основной части, связанной с потерей количества движения в пограничном слое корпуса, имеются еще две расположенные в приповерхностном слое жидкости симметрично ДП зоны потери полного напора. Как показывают визуальные наблюдения, положение этих зон совпадает со следом от образующихся в носовой части пенных бурюнов. Величину сопротивления от разрушения носовой поднорной волны можно оценить, интегрируя потерю полного напора по сечению этих дополнительных зон вязкостного следа. Эта составляющая сопротивления зависит от числа Фруда.

Сопротивление от разрушения носовой поднорной волны может быть и у судов меньшей полноты при необычных соотношениях главных размерений и специфической форме носа, однако в этом случае оно относительно невелико.

Рассматриваемая составляющая сопротивления существенно зависит от формы носовой оконечности и наличия бульба. Этим в основном объясняется эффективность

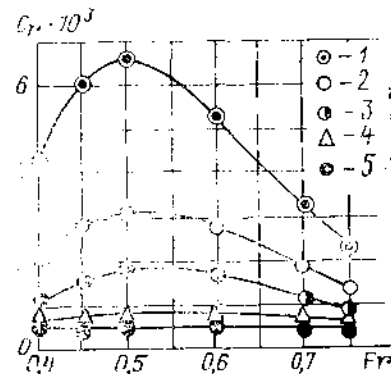


Рис. III.4. Коэффициент остаточного сопротивления при различных погружении эллипсоида вращения ($L/D = 8$).

1 - $h_0/D = 2$; 2 - $h_0/D = 3$; 3 - $h_0/D = 4$; 4 - $h_0/D = 6$; 5 - $h_0/D = 10$.

применения носовых бульбов на судах с большой полнотой обводов корпуса при малых числах Фруда.

Волнообразование при движении полностью погруженных тел аналогично волнообразованию при движении судна; волновой рельеф при этом также состоит из расходящихся и поперечных волн. Однако, помимо скорости и формы тела, амплитуды волн и коэффициент волнового сопротивления существенно зависят от глубины погружения тела и уменьшаются по мере его роста (рис. III.4). Глубина погружения h_0 , при которой волновым сопротивлением можно пренебречь, в основном зависит от скорости движения тела и в меньшей степени от его формы. Ее можно определить с помощью приближенной формулы $h_0 = (1,1F - 0,15)L$, справедливой при $0,15 < F < 0,70$ [11].

При наличии в жидкости поверхностей раздела слоев различной плотности, связанных с образованием непрерывно движущихся масс воды разной солености или температуры, движение судна может вызывать, помимо поверхностных волн, появление внутренних волн на поверхности раздела. Эти волны имеют большую длину и приводят к резкому увеличению сопротивления судна, существенно снижающему его скорость. Это явление так называемой «мертвой воды» впервые было замечено в норвежских фиордах и исследовано Экманом.

§ 14. ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ВОЛНОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

Рассмотренные в § 23 первого раздела решения позволяют рассчитывать волновое сопротивление судна в невязкой жидкости, профили волн на свободной поверхности, распределение вызванных скоростей и давлений около корпуса судна, а также представлять картину линий тока. Все эти расчеты, за исключением определения волнового сопротивления «тонкого судна» в первом приближении, отличаются значительными трудностями вычислительного порядка, поскольку требуют нахождения всех составляющих потенциала, а не только вызванных скоростей в волновом следе далеко за моделью [см. формулу (IV.114) первого раздела]. Достаточно полные результаты практического характера могут быть получены лишь по теории «тонкого судна» первого порядка и при решении задачи Неймана - Кельвина. Расчеты такого типа, также как и выполняемые с применением более точных решений второго приближения, требуют вычисления вызванных скоростей, индуцируемых гидромеханическими особенностями, которые распределены по корпусу судна или свободной поверхности. Так, для первого случая потенциал скорости имеет вид

$$\varphi_q(x, y, z) = \iint_S q(\xi, f, \zeta) G(x - \xi, y - f, z, \zeta) dS, \quad (III.2)$$

где G определяется соотношениями (IV.112) — (IV.120) первого раздела.

Поскольку значения функции Грина G и ее производных могут быть определены только численно, интегрирование в правой части (III.2) также возможно осуществить лишь с помощью численных методов. При этом следует иметь в виду два обстоятельства: во-первых, функция G при $x = \xi, y = f$ и $z = \zeta$ имеет особенность типа $1/r$, поэтому квадратурные формулы обычного вида не могут применяться в точках поверхности S , а также в непосредственной близости от нее, и, во-вторых, при $x = \xi < 0$ G содержит осциллирующую часть, описываемую волновой след. Вместе с тем, как следует из (III.1), даже поперечные волны при числах Фруда, которые представляют практический интерес, имеют достаточно высокую частоту (Fg^2), поэтому шаг квадратурных формул должен быть весьма малым.

Трудности, связанные с наличием названной особенности в точках поверхности S , могут быть преодолены так же, как это делается в случае расчета обтекания глубокопогруженного тела. Для интегрирования волновой составляющей потенциала вместо квадратурных формул можно воспользоваться приемом, состоящим в разбиении области интегрирования на малые четырехугольные элементы

$$\varphi_q(x, y, z) = \sum_i \sum_k \int_{z_k - \frac{\Delta z_k}{2}}^{z_k + \frac{\Delta z_k}{2}} \int_{x_i - \frac{\Delta x_i}{2}}^{x_i + \frac{\Delta x_i}{2}} d\xi \int_{x_i - \frac{\Delta x_i}{2}}^{x_i + \frac{\Delta x_i}{2}} [G(x - \xi, y - f, z, \zeta) + G(x - \xi, y + f, z, \zeta)] q_0(\xi, f, \zeta) d\xi \quad (III.3)$$

[здесь $q_0 = \sqrt{1 + \left(\frac{\partial f}{\partial \xi}\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial \zeta}\right)^2} q(\xi, f, \zeta)$] и применении к каждому слагаемому теоремы о среднем значении. В зависимости от того, что при этом выносится за знак интеграла, можно предложить два способа решения поставленной задачи. Согласно одному из них

$$\varphi_q(x, y, z) = \sum_i \sum_k [G(x - \xi_i^*, y - f_{ik}^*, z, \zeta_k^*) - G(x - \xi_i^*, y + f_{ik}^*, z, \zeta_k^*)] \int_{z_k - \frac{\Delta z_k}{2}}^{z_k + \frac{\Delta z_k}{2}} d\xi \int_{x_i - \frac{\Delta x_i}{2}}^{x_i + \frac{\Delta x_i}{2}} q_0(\xi, f, \zeta) d\xi. \quad (III.4)$$

где $x_i = \frac{\Delta x_i}{2} < \xi_i^* < x_i + \frac{\Delta x_i}{2}$; $z_k = \frac{\Delta z_k}{2} < \zeta_k^* < z_k + \frac{\Delta z_k}{2}$; $f_{ik}^* = f(\xi_i^*, \zeta_k^*)$, а интеграл в правой части вычисляется обычным путем.

Формула (III.4) соответствует замене непрерывного распределения гидродинамических особенностей на каждом элементе поверхности корпуса точечным источником суммарной интенсивности. Недостаток этой формулы в том, что вследствие стремления к бесконечности некоторых производных волновой составляющей потенциала G при $z \rightarrow \xi \rightarrow 0$ получаемые таким способом результаты оказываются зависящими от количества элементов, на которые делится корпус, а при уменьшении размера элементов результаты расчета не стремятся к надлежащему пределу.

Избежать указанного недостатка удастся при другом подходе, когда за знак интеграла выносится интенсивность эквивалентных особенностей. В этом случае при расчетах используются элементарные распределения источников постоянной интенсивности, которые более регулярны, чем сосредоточенные особенности. Если, кроме того, аргумент $y = f$ волновой составляющей потенциала G в пределах элемента считать величиной постоянной, равной его значению в центре элемента, а деление корпуса на элементы принять равномерным, то оказывается возможным использовать вычисленные заранее таблицы вызванных скоростей простого слоя волнообразующих источников [35], что существенно снижает расход машинного времени. При этом интенсивности особенностей в пределах элемента аппроксимируются линейными функциями. Тогда

$$\varphi_q(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \sum_{i=1}^I \sum_{k=1}^K \iint_{\Delta S_{ik}} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r} \right) q(\xi, \pm f, \zeta) dS + \sum_{i=1}^{I-1} \sum_{k=1}^K Q_{ik} \sum_{m=1}^2 \sum_{n=1}^2 \sum_{l=1}^2 (-1)^{m+n} G^* \left[x - x_i - (-1)^m \frac{\Delta x}{2}, y + (-1)^l f_{ik}, z + z_k - (-1)^n \frac{\Delta z}{2} \right], \quad (III.5)$$

где $\Delta x = L_j(2l)$; $\Delta z = T_j K$; $Q_{ik} = q_0(\xi_i^*, f_{ik}^*, \zeta_k^*) +$

$$+ \frac{\partial}{\partial \xi} [q_0(\xi_{i+1}^*, f_{i+1, k}^*, \zeta_k^*) - q_0(\xi_{i-1}^*, f_{i-1, k}^*, \zeta_k^*)] \frac{\Delta x}{2\Delta};$$

$$\left. \begin{aligned} G^*(x, y, z) &= G_\infty^*(x, y, z) - G_\infty^*(x, y, -z_0) \quad (z_0 > 0); \\ G_\infty^*(x, y, z) &= \int_{-\infty}^z d\bar{z} \int_{-\infty}^{-\bar{z}} G(-\bar{\xi}, \bar{y}, 0, \bar{\zeta}) d\bar{\xi} \quad (\bar{x} = vx, \bar{y} = vy, \bar{z} = vz). \end{aligned} \right\} \quad (III.6)$$

При этом, когда $i > l$ и $i < 1 - l$, $q_0 = \frac{\partial q_0}{\partial \bar{x}} = 0$. Функция G_∞^* дает вычисленное в точке $(0, y, 0)$ значение потенциала стоков единичной интенсивности, распределенных по части вертикальной плоскости, которая сверху на уровне z ограничена лучом $(-\infty, -x)$. Явное выражение G_∞^* , аналогичное представлению (IV.112) — (IV.116) первого раздела, имеет вид

$$G_\infty^*(x, y, z) = \sum_{k=1}^6 G_k^*. \quad (III.7)$$

где

$$G_5^* = \frac{v_0}{\pi} \int_0^1 \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ (-1)^m \frac{(1-t)^{2m+1} - (1-t)^{m+1}}{(1-t^2)^m} - 2t \right\} F^*(m, 1-t^2) dt; \quad (III.8)$$

$$G_6^* = \frac{2v_0}{\pi} \int_0^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ (-1)^m \frac{1-t^2 \sin[(2m+1) \arctg t]}{1+t^2} \right\} F^*(m, 1-t^2) dt; \quad (III.9)$$

$$F^*(m, s) = \exp(s\bar{z}) \cos[(2m+1)\psi] J_{2m+1}(\bar{r}s) s^{-2} (\bar{r}^2 = \bar{x}^2 + \bar{y}^2).$$

Выражения для $G_1^* = G_4^*$ не приводятся, поскольку могут быть получены формальным интегрированием (IV.113) и (IV.114) по ξ и ζ . Соответствующие формулы для $|\bar{x}| > 1$ и $|\bar{y}| > 1$ можно получить интегрированием соотношений (IV.118) и (IV.120) первого раздела по ξ и ζ . Для $|\bar{x}| < 1$ имеем

$$G_\infty^*(x, y, z) = 2(G_3^* + G_4^*) - G_8^*. \quad (III.10)$$

При вычислении $\frac{\partial G_\infty^*}{\partial y}$ к правой части (III.10) нужно прибавить $1/2\pi [\arctg(|y/x|)]$.

Поскольку $\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_1} \right)$ не обращается в нуль при $z = 0$, для вычисления вертикальной составляющей вызванных скоростей предпочтительнее использовать другое представление потенциала

$$\bar{G}_\infty^*(x, y, z) = - \int_{-\infty}^z d\zeta \int_{-\infty}^x \left[G(\xi, y, 0, \zeta) - \frac{1}{2\pi r_1} \right] d\xi, \quad (III.11)$$

для которого во всем нижнем полупространстве ($z \leq 0$) справедливо соотношение

$$\frac{\partial \bar{G}_\infty^*}{\partial z} = \frac{\partial^2 G_\infty^*}{\partial x^2}. \quad (III.12)$$

Тогда имеем при $|\bar{x}| \leq 1$

$$\frac{\partial \bar{G}_\infty^*}{\partial z} = \frac{\partial G_\infty^*}{\partial z} = \frac{1}{2\pi} \ln \left| \frac{x + \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}}{\sqrt{y^2 + z^2}} \right|; \quad (III.13)$$

при $|\bar{x}| \geq 1$

$$\frac{\partial \bar{G}_\infty^*}{\partial z} = \frac{\partial G_\infty^*}{\partial z} = \frac{2v_0}{\pi^2} \int_0^\infty \bar{e}^{-x|p|} dp \int_0^1 \cos[(1-t^2)p\bar{y}] \frac{t[1-2-t^2 \sin^2 \beta^* + p \cos \beta^*]}{\sqrt{2-t^2}(2t^2-t^4+p^2)} dt; \quad (III.14)$$

при $|\bar{x}| \leq -1$

$$\frac{\partial \bar{G}_\infty^*}{\partial z} = 2 \left(\frac{\partial G_3^*}{\partial z} + \frac{\partial G_4^*}{\partial z} \right) - \frac{\partial G_7^*}{\partial z}.$$

С помощью соотношения (III.12) можно получить

$$\begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial z} = & -\frac{1}{4\pi} \sum_{l=1}^i \sum_{k=1}^K \iiint_{\Delta S_{lk}} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} + \frac{1}{r_1} \right) q(\xi, \pm l, \zeta) dS + \\ & + \sum_{l=1}^i \sum_{k=1}^K \sum_{j=1}^2 \left\{ \sum_{m=1}^2 q_0 \left[x_i + (-1)^m \frac{\Delta x}{2}, l_{i \pm 1/2, k}, z_k \right] \times \right. \\ & \times \sum_{n=1}^2 (-1)^{m+n} \frac{\partial}{\partial z} \bar{G}^* \left[x - x_i - (-1)^m \frac{\Delta x}{2}, y + (-1)^l l_{lk}, z + z_k - (-1)^n \frac{\Delta z}{2} \right] + \\ & + \frac{\partial}{\partial x} q_0(\xi_i^*, l_{lk}^*, \zeta_k^*) \sum_{m=1}^2 \sum_{n=1}^2 (-1)^{m+n} \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \bar{G}^* \left[x - x_i - (-1)^m \frac{\Delta x}{2}, \right. \\ & \left. y + (-1)^l l_{lk}, z + z_k - (-1)^n \frac{\Delta z}{2} \right] \left. \right\}. \quad (III.15) \end{aligned}$$

Аналогичные соотношения для вычисления вызванных скоростей индуцируемых источниками, распределенными по элементам свободной поверхности, могут быть получены с помощью потенциала горизонтального простого слоя

$$G^{**}(x, y, z) = \int_{\bar{y}}^{\infty} d\eta \int_{-\infty}^x G(-\xi, \eta, 0, z) d\xi. \quad (III.16)$$

Явное выражение для наиболее сложной с вычислительной точки зрения области вблизи начала координат имеет вид

$$G^{**}(x, y, z) = \sum_{k=1}^6 G_k^{**}, \quad (III.17)$$

где

$$\begin{aligned} G_5^{**} = & \frac{1}{\pi} \int_0^1 \sum_{m=2}^{\infty} (-1)^{m-1} \left[\left(\frac{1-t}{1-t} \right)^m + \left(\frac{1-t}{1+t} \right)^m \right] + \\ & + 2 \frac{(-1)^m t^2 - 1}{1-t^2} \left| F^{**}(m, 1-t^2) \right| dt; \quad (III.18) \end{aligned}$$

$$G_6^{**} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \sum_{m=2}^{\infty} (-1)^{m-1} \left[2 \sin^2(m \arctg t) + \frac{(-1)^m - 1}{1+t^2} t^2 \right] F^{**}(m, 1+t^2) dt; \quad (III.19)$$

$$F^{**}(m, s) = \exp(s\bar{z}) \sin(2m\psi) J_{2m}(s\bar{r}) (s\bar{r})^{-1}.$$

Остальные слагаемые G_i^{**} , также как и представления для больших значений $|\bar{x}|$ и $|\bar{y}|$, могут быть получены формальным интегрированием соответствующих выражений из формул (IV.112) — (IV.120) первого раздела.

Рассмотрим результаты теоретических расчетов.

На рис. III.5 для примера показано изменение производных потенциала G^* при различных значениях \bar{x} и \bar{z} при $\bar{y} = 3$. На рис. III.6 и III.7 приведены результаты расчетов профиля свободной поверхности (см. [80] первого раздела) и волнового сопротивления погруженного эллипсоида вращения. Рис. III.8 показывает рассчитанные профили волн вдоль борта и при $y = 0$ для модели с коэффициентом общей полноты $\delta = 0,733$.

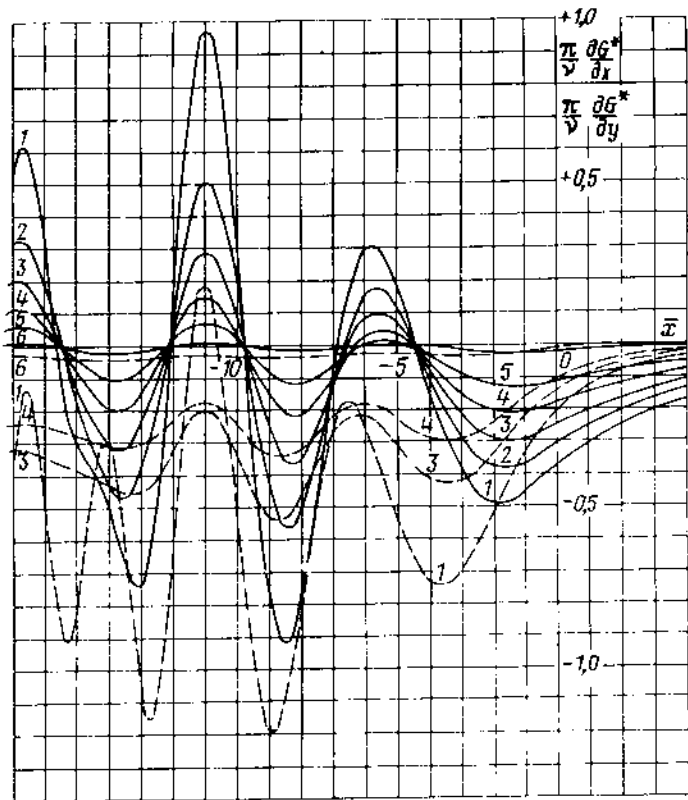


Рис. III.5. Производные $\frac{\partial G^*}{\partial x}$ и $\frac{\partial G^*}{\partial y}$ при различных значениях \bar{z} ($\bar{y} = 3$).

1 -- $\bar{z} = -0,0152$; 2 -- $\bar{z} = -0,3572$; 3 -- $\bar{z} = -0,6580$; 4 -- $\bar{z} = -1,0000$; 5 -- $\bar{z} = 1,3120$; 6 -- $\bar{z} = 1,8660$.

Аналогичные расчеты по более точным теориям оказываются практически возможными только для волнового сопротивления. Для сравнительной оценки возможностей этих методов и соответствия их эксперименту на рис. III.9 а, б приведены кривые изменения коэффициента волнового сопротивления параболической модели с

$$\eta = \pm(B/2) [1 - (2x/L)^2] [1 - (z/T)^2] \quad (III.20)$$

при $B/L = 0,1$ и $T/L = 0,0625$, а на рис. III.10 а, б аналогичные данные для модели 60-й серии с коэффициентом общей полноты 0,6. В табл. III.1 даны номера формул, использованных при расчетах. Анализ приведенных кривых показывает, что по мере уточнения решения расчетные значения коэффициента волнового сопротивления в среднем становятся ближе к экспериментальным кривым, однако

для всех расчетных кривых при числах Фруда, представляющих практический интерес, характерны ярко выраженные горбы и впадины. Некоторое их уменьшение возможно при использовании уточненной теории малой скорости. Поскольку эти

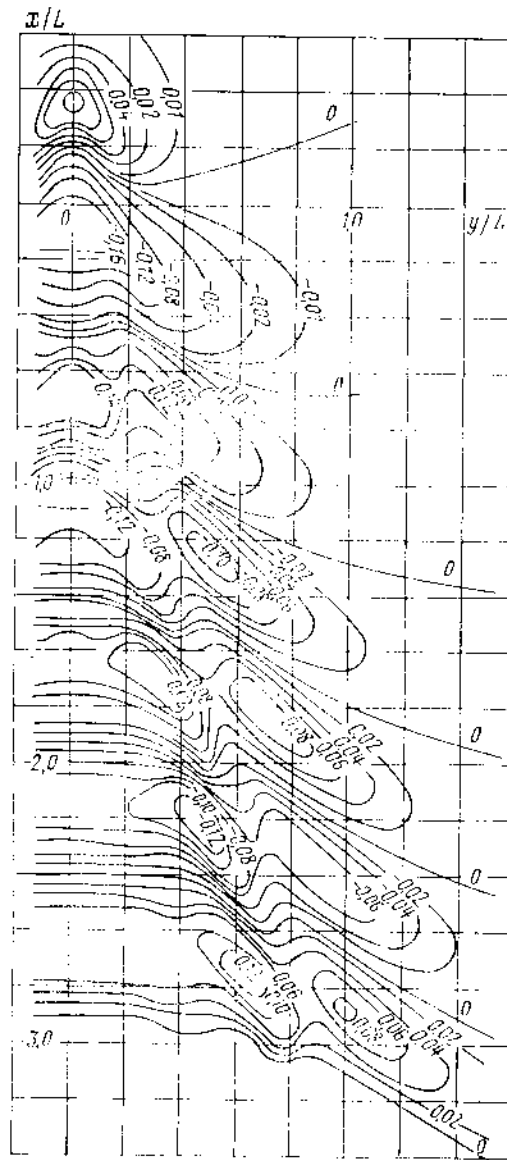


Рис. III.6. Рельеф свободной поверхности при движении погруженного эллипсоида вращения ($L/D = 8$; $Fr = 0,4$; $h_0/g^2 = 0,39$).

Линии уровня соответствуют постоянным значениям $\xi_{\text{в}}/g^2$.

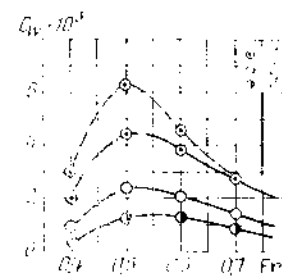


Рис. III.7. Коэффициент волнового сопротивления погруженного эллипсоида вращения ($L/D = 8$).

1 — $h_0/D = 2$; 2 — $h_0/D = 3$; 3 — $h_0/D = 1$; ——— линейная теория (первого порядка); --- нелинейная теория (второго порядка).

горбы и впадины связаны с интерференцией носовой и кормовой систем волн, на их величину существенное влияние должна оказывать вязкость реального потока около корпуса судна, которая по-разному действует на носовую и кормовую системы волн. Доказать это, однако, пока не удалось, потому что попытки расчета вол-

нового сопротивления в вязкой жидкости [81] не дали ожидаемых результатов. Вследствие этого некоторое распространение получили полумпирические методы, в которых особенности реального потока учитываются путем введения в теоретическое решение для невязкой жидкости поправочных коэффициентов, полученных из эксперимента.

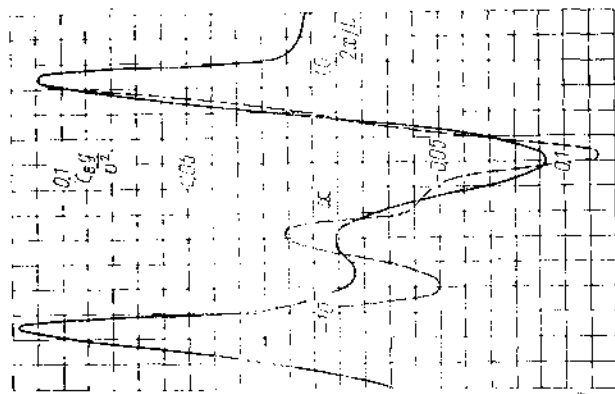


Рис. 11.8. Профиль волн у борта схематизированной модели ($\delta = 0,733$; $L/B = 8$, $L/T = 24$) при $Fr = 0,3$.
 — теория Миссела ($y = 0$);
 - - задача Неймана—Кельвина без учета контурного интеграла.

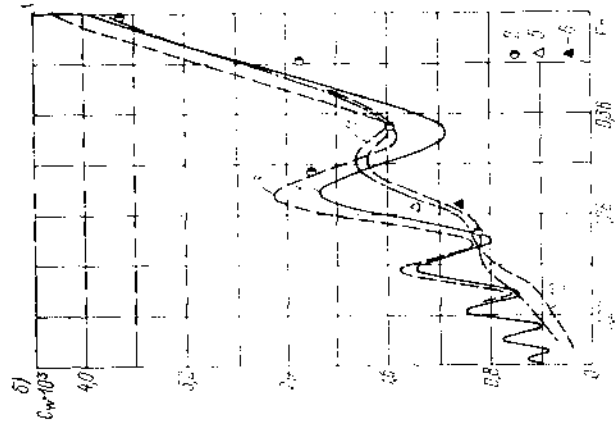
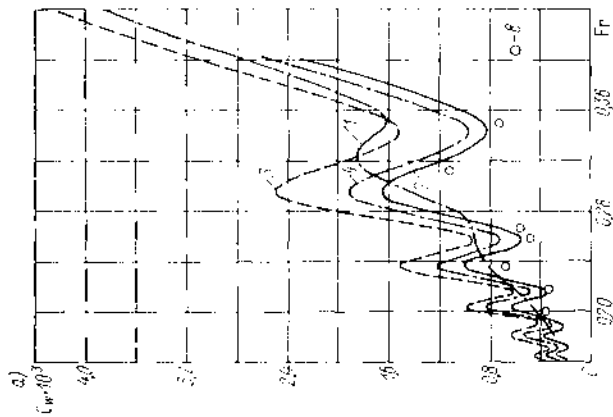


Рис. 11.9. Коэффициент волнового сопротивления для параболической модели [формула (III.20)].

Принятые обозначения см. в табл. III.1.

В вязкой жидкости вследствие формирования пограничного слоя волнообразование около кормовой части меньше, чем в невязкой жидкости. Это уменьшение можно учесть некоторой системой поправок, полученной для реальных форм корпуса применительно к решению задачи Неймана—Кельвина (без учета линейного интеграла по КВЛ) [35]. При этом коэффициент волнового сопротивления в вязкой жидкости определяется формулой

$$C_W^* = \frac{2R_W^*}{\rho v^2 \Omega} = \sigma [C_{wH}(Fr) + \mu C_{wK}(Fr)] + \theta C_{wH}(Fr), \quad (III.22)$$

где $Fr = (1 + \varepsilon) Fr^*$; $\varepsilon = 0,8 Fr^{*2} \exp(0,0009 Fr^{*-1})$; $\mu = \exp(-0,0005 Fr^{*-4})$; $\theta = 4 Fr^{*2} \exp(-0,00425 Fr^{*-4})$, а коэффициент σ дается диаграммой, приведенной на рис. III.11.

Эмпирические коэффициенты μ , θ , ε и σ определены путем сравнения результатов расчета волнового сопротивления с данными буксировочных испытаний основных моделей 60-й серии.

Для практического использования формулы (III.22) при расчете остаточного сопротивления к C_W следует прибавить коэффициент сопротивления формы

Для этого волновое сопротивление следует представить в виде суммы

$$R_W^* = R_{wH} + R_{wK} + R_{wB}, \quad (III.21)$$

где R_{wH} — волновое сопротивление носовой части судна, вычисленное в предположении, что кормовая часть заменена бесконечно длинным цилиндром, наличие которого не вызывает образования волн; R_{wK} — волновое сопротивление кормовой части, полученное таким же образом; R_{wB} — волновое сопротивление, обусловленное взаимодействием носовой и кормовой систем волн.

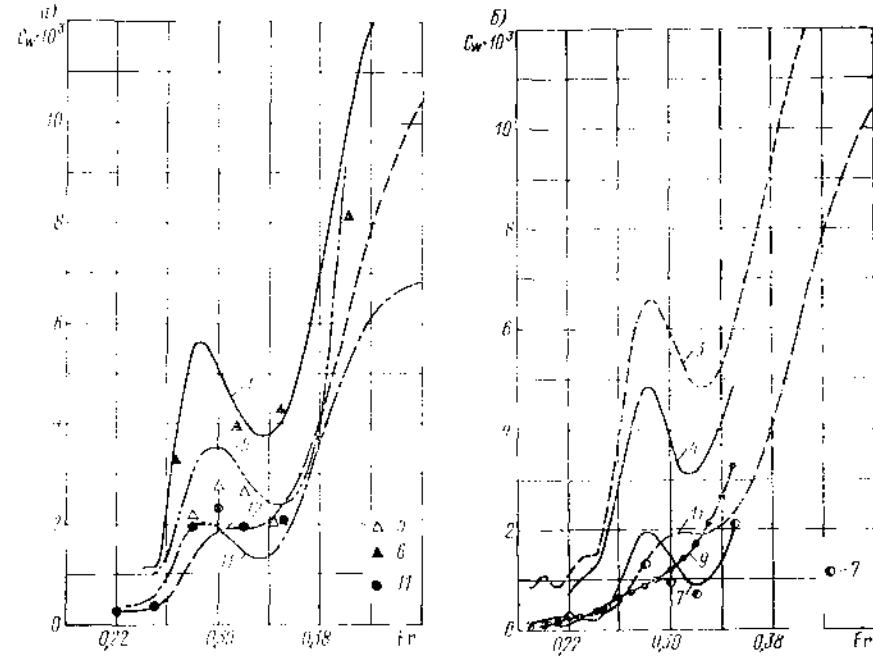


Рис. 11.10. Коэффициент полного сопротивления модели 60-й серии ($\delta = 0,6$).

Таблица III.1. Методы расчета волнового сопротивления

Позиция на рис. III.9, III.10	Способ расчета	Основные формулы раздела первого
1	Теория Мичелла	Формулы (IV.143) и (IV.145)
2	Нелинейная теория «тонкого судна»	Формулы (IV.142) и (IV.144)
3	По распределению источников для глубокопогруженной дублированной модели	Формулы (IV.128) и (IV.129)
4	Дублированная модель с учетом контурного интеграла	—
5	Задача Неймана — Кельвина без учета контурного интеграла	Формулы (IV.154) и (IV.155) при $\gamma(\xi, \eta) = 0$ и формула (IV.144)
6	Задача Неймана — Кельвина с учетом контурного интеграла	Формулы (IV.153) и (IV.144)
7	Теория малой скорости	Формулы (IV.152) и (IV.129)
8	Уточненная теория малой скорости	—
9	Приближенная (асимптотическая) теория малой скорости	Асимптотическое представление формулы (IV.152) и формулы (IV.129)
10	Метод Глоботова	Формула (IV.145)
11	Эксперимент (разность между полным и вязкостным сопротивлениями)	—
12	Волновое сопротивление, полученное из анализа волнового следа	—

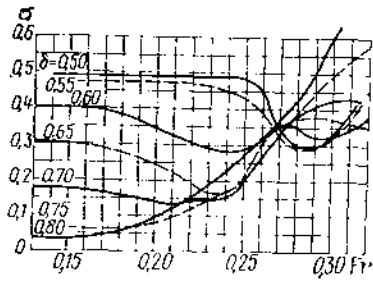


Рис. III.11. Зависимость коэффициента σ от числа Фруда при различных значениях коэффициента δ .

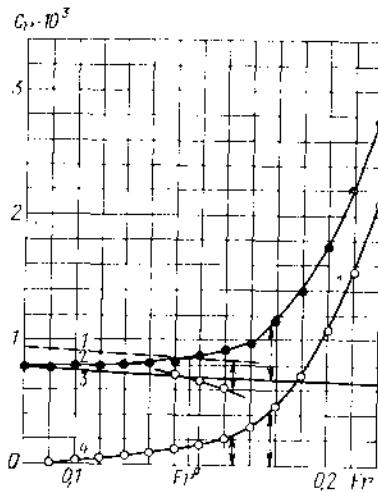


Рис. III.12. Схема корректировки форм-фактора для расчета коэффициента остаточного сопротивления (модель 60-й серии, $\delta = 0,8$).

1 - сопротивление формы без корректировки форм-фактора; 2 - эксперимент; 3 - сопротивление формы после корректировки форм-фактора; 4 - результаты расчета волнового сопротивления по формуле (III.22); ● - результаты расчета остаточного сопротивления.

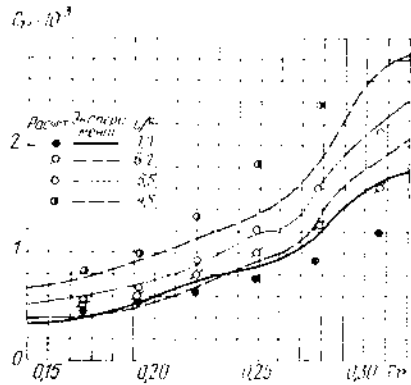


Рис. III.13. Сравнение результатов расчета коэффициента остаточного сопротивления с экспериментом для моделей серии контейнерных судов ($\delta = 0,55$; $B/T = 3,5$).

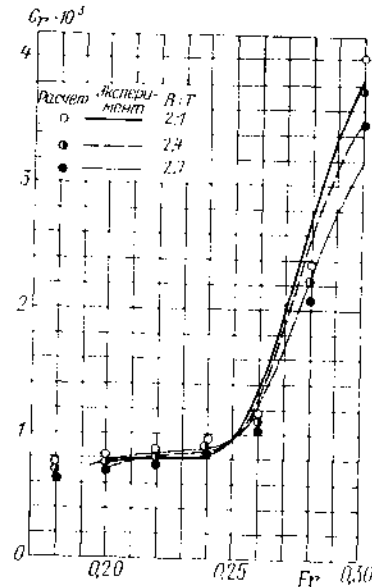


Рис. III.14. Сравнение результатов расчета коэффициента остаточного сопротивления с экспериментом для серии моделей быстроходных судов ($\delta = 0,575$; $L/B = 6,5$).

$C_{r0} = kC_{r0}$; форм-фактор k при этом может быть получен по одной из известных эмпирических формул (см. § 8). Следует, однако, иметь в виду, что поскольку форм-фактор определяется через величину остаточного сопротивления при $Fr = 0,08-0,15$, а волновое сопротивление при малых числах Фруда примерно пропорционально Fr^4 , сох сопротивление формы, рассчитанное через форм-фактор, включает часть волнового, и форм-фактор нужно откорректировать на величину $R_{r1}/R_{r0} (Fr^0)/R_{r0} (Fr^0)$ (рис. III.12).

Рис. III.13 и III.14 иллюстрируют степень соответствия эксперименту результатов расчета описанным методом коэффициента остаточного сопротивления. Другой путь расчетного определения волнового сопротивления в реальной жидкости состоит в использовании при расчете результатов измерения ординат волн за моделью судна в опытовом бассейне (см. гл. VI).

§ 15. ПУТИ СНИЖЕНИЯ ВОЛНОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

Для определения влияния формы обводов судна на величину волнового сопротивления можно воспользоваться результатами, которые даст теория волнового сопротивления (см. § 23 первого раздела). Сложность этой связи, однако, позволяет применить для указанной цели только теорию «тонкого судна» первого порядка,

а именно соотношения (IV.145) и (IV.146) первого раздела при $q = -2v \frac{df}{dx}$.

Правая часть выражения (IV.145) является квадратичным функционалом от функции ординат поверхности корпуса $f(x, z)$, допускающим применение классических методов вариационного исчисления для нахождения условий, обеспечивающих минимум волнового сопротивления при заданном водоизмещении или каких-либо других ограничениях.

Интегрируя по частям I_1 и I_2 по переменной x , функционал (IV.145) можно привести к виду, содержащему вместо $\frac{df}{dx}$ непосредственно ординаты корпуса $f(x, z)$. В этом случае условие оптимальности формы судна сводится к интегральному уравнению для определения $f(x, z)$ следующего вида:

$$\int_{-L/2}^0 d\xi \int_{-L/2}^{L/2} f(\xi, \zeta) d\zeta \int_1^{\infty} e^{v_0 \lambda^2 z} \cos [v_0 \lambda (x - \xi)] \frac{\lambda^4 d\lambda}{\sqrt{\lambda^2 - 1}} = \text{const} \quad (III.23)$$

при дополнительном условии

$$V = 2 \int_{-L}^0 dz \int_{-L/2}^{L/2} f(x, z) dx = \text{const}. \quad (III.24)$$

Можно показать, что оптимальное судно должно быть симметричным относительно мидель-шпангоута и что у такого судна отношение изменения волнового сопротивления, обусловленного местным изменением формы корпуса, к изменению водоизмещения от такого изменения есть величина постоянная для всех точек поверхности корпуса.

При решении вариационной задачи (III.23) - (III.24) следует иметь в виду, что вследствие наличия в (III.23) множителя $\exp(v_0 \lambda^2 z)$ аналитического минимума в отношении распределения объема по глубине не существует: волновое сопротивление будет тем меньше, чем глубже размещен обвод судна. Вследствие этого уравнение поверхности корпуса следует представить в виде $Y = f_1(x), f_2(z)$ и заранее задать функцию $f_2(z)$, в частности, можно положить $f_2(z) = 1$.

Расчеты, выполненные Г. Е. Павленко, показали, что при $0,325 \leq Fr < 0,333$ оптимальные ватерлинии имеют S-образную форму; при $Fr = 0,333$ ватерлинии в оконечностях становятся прямыми, а при больших скоростях - выгнутыми, и коэффициент их полноты возрастает.

Исследование, выполненное М. Г. Крейном, показало, что при ограниченной площади ДП минимум сопротивления в случае надводного судна достигается с помощью функций, имеющих на концах особенности вида $f_1(x) = \text{const} \sqrt{(0,5L)^2 - x^2}$. Поскольку такие особенности интегрируемы, интерпретируя $f(x, z)$ как интенсивность диполей, можно получить искомую форму корпуса. Однако такие расчеты связаны со значительными трудностями вычислительного порядка и практически возможны только при достаточно высоких скоростях ($Fr > 0,35$).

Изложенными методами можно минимизировать также полное сопротивление, если площадь смоченной поверхности определять приближенной формулой [35]:

$$\Omega = T \left[L + \frac{1}{2} \int_{-L/2}^{L/2} \left(\frac{df}{dx} \right)^2 dx \right].$$

Так как волновое сопротивление определяется в основном формой носовой оконечности, а форма кормы выбирается исходя из требований размещения движителей и их благоприятного взаимодействия с корпусом, можно решать вариационную задачу только для носовой части корпуса, полагая кормовые обводы заданными.

В последнее время для решения задачи об оптимальной форме корпуса стали применяться методы математического программирования [35], которые позволяют ввести ограничения типа неравенств на величину ординат корпуса, углов наклона, коэффициентов полноты и т. п. Эти методы дают вполне приемлемые формы корпуса, в том числе с носовым бульбом. В качестве примера на рис. III.15 показана форма корпуса модели 60-й серии ($\delta = 0,7; L/B = 7; B/T = 2,5$), у которой оптимизировались носовые обводы при $Fr = 0,216$. При этом расчетные значения коэффициентов волнового и полного сопротивления, которые у исходной модели составляли $C_{Wv} = 1,71 \cdot 10^{-3}$ и $C = 4,38 \cdot 10^{-3}$, снизились до $C_{Wv} = 0,98 \cdot 10^{-3}$ и $C = 3,64 \cdot 10^{-3}$.

Описанные выше методы оптимизации требуют проведения весьма трудоемких расчетов, поэтому для предварительных оценок влияния носового бульба на волновое сопротивление можно использовать путь, основанный на суперпозиции системы

судовых волн и волн, создаваемых носовым бульбом. Последний рассматривается как изолированное тело, которое можно заменить диполем или распределением диполей. Определим волновой профиль далеко за судном по формуле (IV.147) первого раздела, в которой функции $I_1(0)$ и $I_2(0)$ вычисляются с помощью (IV.146) или находятся по результатам измерений волнового следа методами волнового

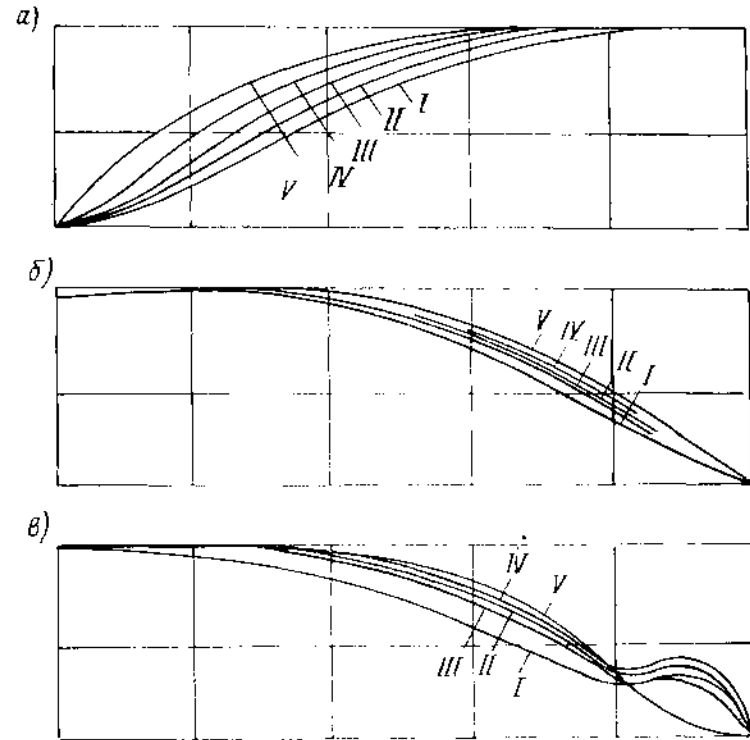


Рис. III.15. Результаты оптимизации носовой оконечности модели 60-й серии: а — заданные кормовые ватерлинии; б — исходные носовые ватерлинии; в — оптимизированные носовые ватерлинии.

анализа (см. гл. VI). Ординаты волнового следа за тем же судном при наличии бульба (или какого-либо другого изменения обводов) можно представить в виде

$$\xi_n = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \{ [I_1(\theta) + i_1(\theta)] \sin \omega_0 + [I_2(\theta) + i_2(\theta)] \cos \omega_0 \} \frac{d\theta}{\cos^3 \theta},$$

где

$$\left. \begin{aligned} i_1(\theta) \\ i_2(\theta) \end{aligned} \right\} = \frac{2v_0^2}{\pi} \int_{-L/2}^{L/2} d\xi \int_{-T}^0 f(\xi, \zeta) \exp \left(\frac{v_0 \zeta}{\cos^2 \theta} \right) \cos \left\{ \frac{v_0 \xi}{\cos \theta} \right\} d\zeta,$$

$\Delta f(\xi, \zeta)$ — приращение ординаты корпуса вследствие изменения обводов или интенсивность соответствующего ему распределения диполей.

Поскольку волновое сопротивление характеризуется в основном распределением водоизмещения по длине, а рассматриваемые изменения величины сопротивления относительно малы, при вычислении этих изменений влиянием распределе-

ния дополнительных объемов по осадке можно пренебречь. Тогда в соответствии с формулой (IV.145) первого раздела изменение волнового сопротивления найдется из соотношения

$$\Delta R_W = \frac{4\rho v^2 v_0^2}{\pi} \int_{-L/2}^{L/2} \Delta f(\xi) d\xi \int_{-L/2}^{L/2} \Delta f(\xi') d\xi' \int_0^{\pi/2} [1 - e^{-v_0 T \sec^2 \theta}] \cos \left[\frac{v_0 (\xi - \xi')}{\cos \theta} \right] d\theta +$$

$$+ 4\rho v^2 v_0^2 \int_{-L/2}^{L/2} \Delta f(\xi) d\xi \int_0^{\pi/2} [1 - e^{-v_0 T \sec^2 \theta}] \left[I_1(0) \sin \left(\frac{v_0 \xi}{\cos \theta} \right) + \right.$$

$$\left. I_2(0) \cos \left(\frac{v_0 \xi}{\cos \theta} \right) \right] \frac{d\theta}{\cos \theta}.$$

Очевидно, что, если система волн, возникающая вследствие изменения обводов, противоположна по фазе волновой системе исходного корпуса, величина ΔR_W может оказаться отрицательной, и будет наблюдаться снижение волнового сопротивления.

Оценивая практическое значение методов оптимизации, основанных на соотношениях линейной теории «тонкого судна», следует отметить, что они правильно отражают качественную сторону явления. Однако окончательные количественные выводы могут быть сделаны только после экспериментальной проверки результатов, полученных расчетным путем.

§ 16. СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ ДВИЖЕНИИ С УСКОРЕНИЕМ

Расчет гидродинамических сил в случае продольного поступательного движения судна с переменной скоростью необходим при изучении его разгона и торможения, а также в процессе обработки результатов инерционных испытаний модели или натурального судна. Уравнение движения при неработающем двигателе в этом случае имеет вид

$$(M + \lambda_{11}) \frac{dv}{dt} = -R_H, \quad (III.25)$$

где $M = D/g$ — масса судна; λ_{11} — присоединенная масса, вычисленная с учетом влияния свободной поверхности; R_H — сила сопротивления при неустановившемся движении.

Теоретические исследования показывают, что значение λ_{11} в данном случае зависит от ускорения судна, а также от вязкости жидкости. Эту величину можно определить экспериментально путем обработки данных об изменении скорости модели при приложении к ней постоянной силы тяги P . Поскольку в начальный момент движения сила сопротивления равна нулю, λ_{11} определяется из уравнения

$$\lambda_{11} = P \left(\frac{dv}{dt} \right)^{-1} = M. \quad (III.26)$$

Полученные таким способом значения λ_{11} обычно оказываются несколько больше соответствующих значений, рассчитанных теоретическим путем по формулам § 7 первого раздела. Сила сопротивления R_H существенно зависит от закона изменения во времени ускорения тела, а при движении с постоянным ускорением — от его значения и знака. Анализ размерностей показывает, что коэффициент сопротивления C_H в этом случае является функцией чисел Фруда, Рейнольдса и безразмерного ускорения $\frac{L}{v^2} \frac{dv}{dt}$, представляющего собой модификацию числа Струхала. Все безразмерные величины вычисляются по мгновенным значениям скорости движения судна.

При расчете сопротивления R_H его можно разделить на две составляющие: $R_H = R + \Delta R_H$, где R — сопротивление при установившемся движении с мгновенным значением скорости; ΔR_H — дополнительное сопротивление, вызванное

влиянием ускорения. Величина ΔR_H может быть и положительной, и отрицательной и состоит из дополнительного вязкостного сопротивления ΔR_{VH} и дополнительного волнового сопротивления ΔR_{WH} :

$$\Delta R_H = \Delta R_{VH} + \Delta R_{WH}. \quad (III.27)$$

Коэффициент дополнительного вязкостного сопротивления, как показали А. С. Гиневский и К. К. Федяевский, является функцией комбинированного безразмерного параметра $\frac{1}{Re} \frac{L}{v^2} \frac{dv}{dt} = \frac{v}{v^3} \frac{dv}{dt}$. В результате испытаний модели ледокола установлено, что при значениях этого параметра, превосходящих 10^6 , ΔR_{VH} практически равно нулю и при расчете сопротивления можно пользоваться гипотезой квазистационарности.

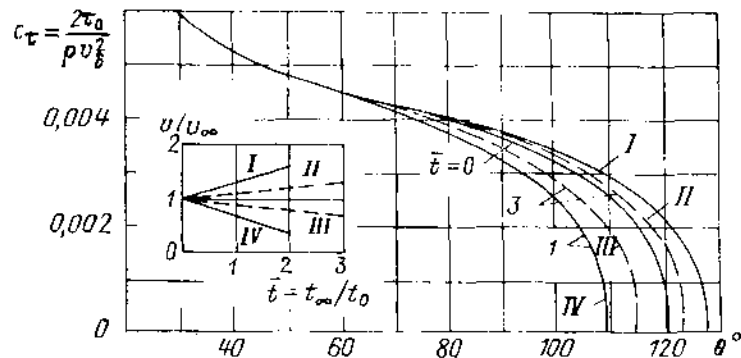


Рис. III.16. Влияние ускорения на коэффициент поверхностного трения при поперечном обтекании цилиндра.

I, II — ускоренное движение; III, IV — замедленное движение; t_0 и v_{∞} — характерные значения времени и скорости соответственно.

Ускорение может влиять на положение точек отрыва пограничного слоя. Расчеты коэффициента поверхностного трения цилиндра c_{τ} в функции от полярного угла θ показали, что при равномерно-ускоренном движении точка отрыва смещается вниз по потоку, при замедленном — наоборот (рис. III.16).

Волновое сопротивление при неустановившемся движении можно определить теоретическим путем (см. [82, 96] первого раздела), если воспользоваться функцией Грина, описываемой формулой (IV.107) первого раздела, и получить

$$R_{WH} = -\frac{\rho g}{4\pi^2} \int_0^{\infty} \frac{k^2 dk}{V g k} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\theta \int_0^t |H(k, \theta, \tau)|^2 \times$$

$$\times \cos \left(k \cos \theta \int_{\tau}^t v(t) dt \right) \cos \sqrt{gk} (t - \tau) d\tau, \quad (III.28)$$

где $H(k, \theta, t)$ — функция Кочина [см. формулу (IV.132) первого раздела]. В случае «тонкого судна» функция Кочина имеет вид

$$H(k, \theta, t) = -2v(t) \int_S \int e^{k(z+ix \cos \theta)} \frac{\partial f}{\partial x} dx dz, \quad (III.29)$$

где S — погруженная площадь ДП. Расчеты по формулам (III.28), (III.29) показывают, что значение R_{WH} может составлять от 0 до 150% волнового сопротивления при движении с постоянной скоростью и может быть как положительным, так и отрицательным.

На рис. III.17 в качестве примера приведены результаты расчетов для схематизированной модели судна, имеющей $L/B = 8$, $B/T = 3$ и движущейся с ускорением $\frac{dv}{dt} = 0,5 \text{ м/с}^2$.

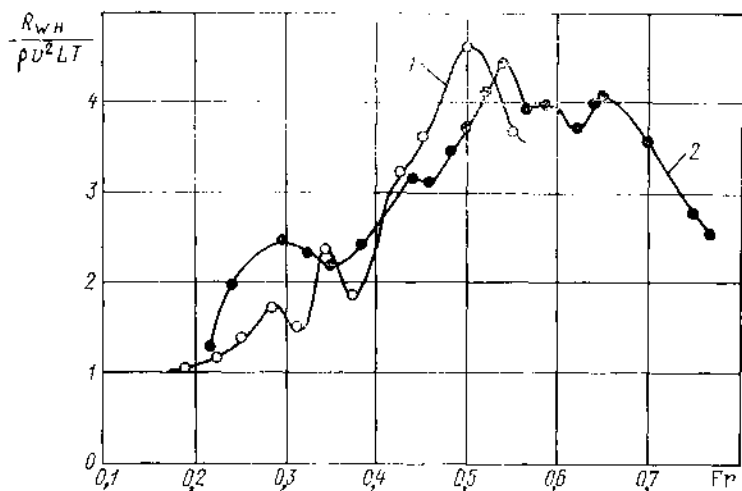


Рис. III.17. Зависимость коэффициента волнового сопротивления при нестационарном движении от мгновенного значения числа Фруда.

1 — стационарное движение; 2 — нестационарное движение.

Если величину R_{Wn} объединить с инерционной силой, определяемой через присоединенную массу, то уравнение движения (III.25) можно записать в виде

$$M(1+n)\frac{dv}{dt} = -R, \quad (\text{III.30})$$

где $n = \frac{\lambda_{11} + R_{Wn} / \frac{dv}{dt}}{M}$ — коэффициент, зависящий от Fr , Re и от безразмерного ускорения. Обычно значения n , полученные в опытовом бассейне, со-

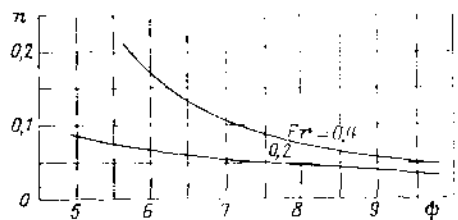


Рис. III.18. Зависимость коэффициента n от $\psi = Li^3/\sqrt{V}$ при различных числах Фруда.

гласуются со значениями, определяемыми на натурных испытаниях. На рис. III.18 показаны средние значения коэффициента n , полученные в результате натурных и модельных инерционных испытаний на глубокой воде. Поскольку эти величины практически одинаковы при ускоренном и замедленном движении, указанный график можно использовать для обоих случаев. Более точные данные для каждой формы обводов судна можно получить, если провести инерционные пробеги судна или его модели с непрерывной записью изменения скорости во времени.

СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ ДВИЖЕНИИ СУДНА НА ОГРАНИЧЕННОМ ФАРВАТЕРЕ

§ 17. СОПРОТИВЛЕНИЕ СУДНА НА МЕЛКОВОДЬЕ И В КАНАЛЕ

Наличие дна, ограничивающего глубину акватории, изменяет по сравнению с условиями глубокой воды характеристики течения, вызываемого в окружающей жидкости движением судна. При этом изменяются и действующие на судно со стороны жидкости гидродинамические реакции вязкостной и волновой природы, проекции которых на направление движения образуют соответствующие составляющие сопротивления, а вертикальные проекции изменяют ходовую осадку и дифферент. Механизм влияния ограниченности глубины на отдельные составляющие сопротивления судна различен, а степень его воздействия зависит от относительной глубины воды H/T или H/L и числа Фруда. Важной характеристикой движения судна в условиях мелководья служит также число Фруда по глубине воды

$$Fr_H = v/\sqrt{gH} = Fr \sqrt{L/H}. \quad (\text{IV.1})$$

Влияние мелководья на волновую составляющую сопротивления судна является следствием зависимости свойств волнового движения жидкости от глубины акватории.

Из теории волн известно, что длина прогрессивных волн в условиях мелководья больше, чем длина волн на глубокой воде, если скорость их распространения одинакова

$$\lambda_H/\lambda_\infty = 1/\text{th}(2\pi H/\lambda_H), \quad (\text{IV.2})$$

где λ_∞ и λ_H — длина волн на глубокой воде и на мелководье соответственно.

При одинаковой длине волн скорость их распространения на мелководье меньше, чем на глубокой воде:

$$v_H/v_\infty = \sqrt{\text{th}(2\pi H/\lambda)}, \quad (\text{IV.3})$$

где v_∞ и v_H — скорость волн на глубокой воде и на мелководье, и снижается по мере уменьшения относительной глубины H/λ . В условиях предельного мелководья (когда H мало по сравнению с λ) скорость волн не зависит от их длины, составляет $v_H = \sqrt{gH}$ и соответствует скорости перемещения одиночной волны. Ограниченность глубины акватории сказывается и на скорости переноса энергии волн, которая в условиях глубокой воды вдвое меньше скорости их распространения. По мере уменьшения глубины воды значения этих скоростей сближаются.

Все эти свойства присущи и системе судовых волн, с трансформацией которых на мелководье связано изменение волнового сопротивления. Скорость судна на мелководье $v_H \approx \sqrt{gH}$, при которой образуется одиночная волна, называется критической; ей соответствует критическое число Фруда по глубине $Fr_H \approx 1$. В связи с этим диапазон скоростей $v_H < \sqrt{gH}$ и чисел Фруда $Fr_H < 1$ является докритическим, а диапазон $v_H > \sqrt{gH}$ и $Fr_H > 1$ — закритическим (или сверхкритическим).

При движении судна на мелководье со скоростью $v_H < 0,4 \sqrt{gH}$ (т. е. при $Fr_H < 0,4$) волнообразование и волновое сопротивление практически такие же, как на глубокой воде, и в этом смысле влияние мелководья пренебрежимо мало. По мере увеличения скорости судна в условиях мелководья длина волн возрастает больше, чем на глубокой воде; при этом угол между фронтом расходящихся волн и диаметральной плоскостью судна увеличивается. Ходовая осадка судна и амплитуда судовых волн также возрастают значительно сильнее, чем в условиях неограниченной глубины, что связано с увеличением разрежений на средней части судна

и градиентов давления в оконечностях. Все это вызывает интенсивный рост волнового сопротивления по мере приближения к критической скорости (рис. IV.1).

При достижении критической скорости судна расходящиеся волны превращаются в одиночную поперечную волну, которая перемещается вместе с судном вблизи его форштевня; ходовая осадка и дифферит на корму возрастают настолько, что при малом запасе воды под килем ($H/T \leq 1,3$) судно может касаться дна фарватера (явление «присоса»). Волновое сопротивление при критической скорости максимально, чему соответствует резкий «горб» на кривой коэффициента волнового сопротивления. Критическое значение Fr_H , которому соответствуют образование одиночной волны и максимум волнового сопротивления, у водонемещающих судов обычно

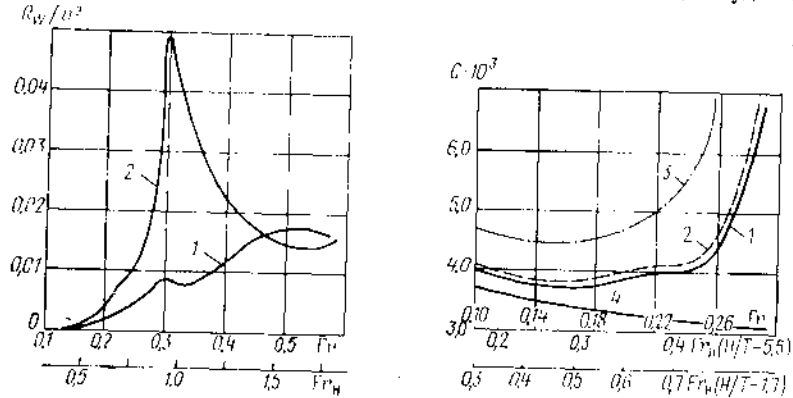


Рис. IV.1. Характерные кривые относительного волнового сопротивления модели судна на глубокой воде (1) и в условиях мелководья при $H/T = 1,5$ (2).

Рис. IV.2. Кривые коэффициента полного сопротивления эталонной модели морского транспортного судна ($L/B = 7,3$; $\delta = 0,65$) при различной глубине воды. 1 — $H/T = 22$; 2 — $H/T = 5,5$; 3 — $H/T = 1,7$; 4 — кривая трения эквивалентной пластины по формуле (11.1).

несколько меньше единицы ($0,80 < Fr_H < 1,0$) и зависит от относительной глубины воды H/T , а также от обводов судна.

В диапазоне закритических скоростей ($Fr_H > 1$, $v_H > \sqrt{gH}$) образуются только расходящиеся волны, угол между которыми сокращается по мере увеличения скорости, при этом ходовая осадка существенно уменьшается и становится меньше статической (судно «всплывает»). Волновое сопротивление, максимальное при критической скорости, с увеличением Fr_H в закритическом диапазоне сначала резко уменьшается, а затем начинает постепенно возрастать, но может оказаться меньше, чем при той же скорости на глубокой воде (см. рис. IV.1).

Теоретическая задача о волновом сопротивлении «тонкого судна» на мелководье решается в предположениях линейной теории волн теми же методами, как и в случае неограниченной глубины (см. гл. IV первого раздела). Дополнительным граничным условием является условие непротекания на дне

$$v_z = \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0 \text{ при } z = -H. \quad (IV.4)$$

В такой постановке Л. Н. Сретенский [43] для судна, поверхность которого задана функцией $y = f(x, z)$, получил следующую формулу для волнового сопротивления:

$$R_w = \frac{8\pi\rho g}{v^2} \int_{\gamma_0}^{\infty} \frac{I^2 + J^2}{\text{ch}^2 \gamma H} \frac{\gamma d\gamma}{V \gamma^2 - (g\gamma/v^2) \text{th} \gamma H}, \quad (IV.5)$$

$$\text{где } I = \int_{-T}^0 \int_{-L/2}^{L/2} \text{ch} \gamma (z + H) \cos \left(x \sqrt{\frac{g\gamma}{v^2} \text{th} \gamma H} \right) F dx dz;$$

$$J = \int_{-T}^0 \int_{-L/2}^{L/2} \text{ch} \gamma (z + H) \sin \left(x \sqrt{\frac{g\gamma}{v^2} \text{th} \gamma H} \right) F dx dz; \quad F = -\frac{v}{2\pi} \frac{\partial f}{\partial x};$$

γ — переменная интегрирования.

При $Fr_H < 1$ (докритические скорости) γ_0 — вещественный корень трансцендентного уравнения $\text{th} \gamma H = \gamma H Fr_H^2$.

При $Fr_H > 1$ (закритические скорости) $\gamma_0 = 0$.

Результаты расчетов по формуле (IV.5) качественно согласуются с результатами экспериментальных исследований волнового сопротивления при сравнительно больших относительных глубинах H/T . Однако при малых значениях H/T и вблизи

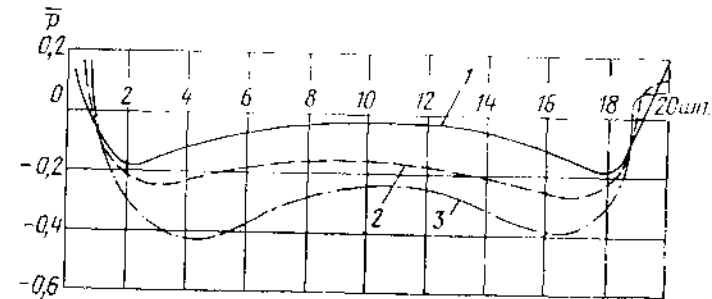


Рис. IV.3. Распределение давления вдоль батока, содержащего ось гребного вала, модели двухвального судна смешанного плавания при различной глубине воды.

1 — $H/T = 10$, $Fr = 0,17 \div 0,21$; 2 — $H/T = 2$, $Fr = 0,17$, $Fr_H = 0,64$; 3 — $H/T = 2$, $Fr = 0,21$, $Fr_H = 0,80$.

критической скорости ($Fr_H \approx 1$) теоретические расчеты приводят к значительному завышению волнового сопротивления, что является следствием допущений линейной теории, а также неучтенных влияния вязкости и изменения ходовой посадки судна.

Сопротивление вязкостной природы, состоящее из сопротивления трения и сопротивления формы, определяется давлениями и напряжениями трения на корпусе, которые подвержены существенному влиянию мелководья. Увеличение вязкостного сопротивления может быть ощутимым уже в условиях относительно слабого мелководья ($H/T \leq 6$), о чем свидетельствуют полученные при различной глубине воды кривые коэффициента полного сопротивления модели судна (рис. IV.2), которые при малых числах Фруда ($Fr < 0,1$) полностью определяются вязкостной составляющей сопротивления.

Исследования [38, 39] позволили выявить особенности влияния мелководья на характеристики обтекания судов и вязкостную составляющую их сопротивления.

Под влиянием мелководья разрежения на значительной длине корпуса существенно возрастают, вследствие чего местные скорости обтекания и касательные напряжения трения на этой части судна больше, чем на глубокой воде при одинаковой скорости. Кроме того, в отличие от условий глубокой воды, на мелководье величина коэффициента давления p в фиксированных точках при $H/T = \text{const}$ оказывается зависящей от скорости движения (рис. IV.3). Это свидетельствует о том, что в условиях мелководья сопротивление формы и сопротивление трения зависят не только от числа Рейнольдса и глубины воды, но и от числа Фруда.

Положительный градиент давления в кормовой оконечности увеличивается по мере уменьшения глубины фарватера, а при $H/T = \text{const}$ он возрастает с увели-

чением скорости движения (см. рис. IV.3). Однако, если в условиях глубокой воды положительный градиент давления обычно распространяется до крайней кормовой точки, что характерно для безотрывного обтекания корпуса, то в условиях ограниченной глубины (при $H/T \leq 2$) кривая $\bar{p}(x)$ в корме имеет участок, где $\bar{p} = \text{const}$, что указывает на отрыв пограничного слоя, который связан с потерями кинетической энергии вследствие подтормаживания потока, движущегося в направ-

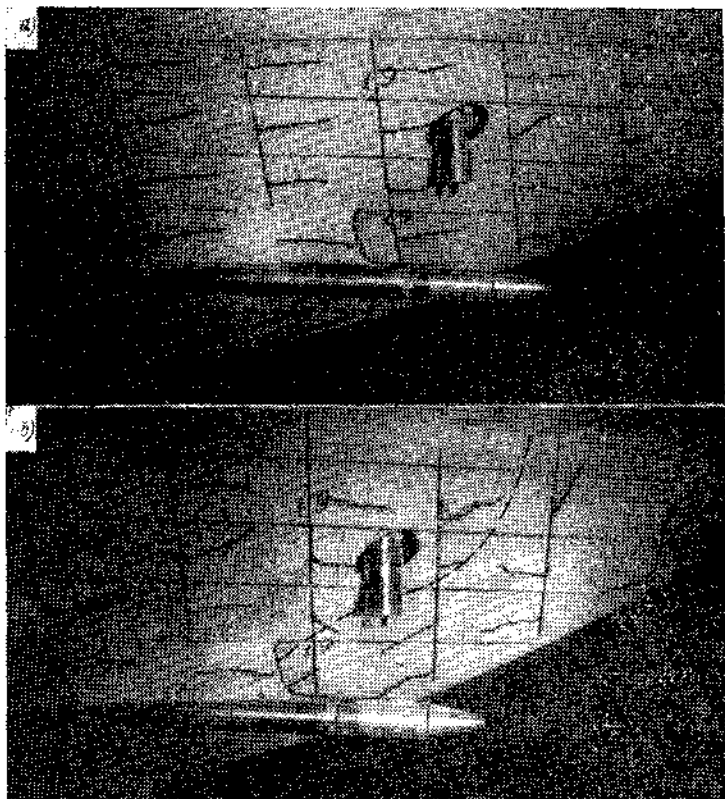


Рис. IV.4. Визуализация обтекания кормовой оконечности методом нитей на модели судна смешанного плавания: а — $H/T = 5,15$; $Fr = 0,17$; б — $H/T = 2$, $Fr = 0,17$, $FrH = 0,64$.

лении резко возрастающего давления. Модельные исследования с визуализацией обтекания (рис. IV.4) показывают, что размеры области отрыва пограничного слоя в кормовой оконечности возрастают с уменьшением глубины акватории и с увеличением скорости движения. То же самое происходит и с толщиной зоны отрывного течения, о чем свидетельствуют измеренные профили скоростей в пограничном слое (рис. IV.5). Возникающее при отрывном обтекании интенсивное вихреобразование существенно увеличивает вязкостную составляющую сопротивления судна на предельном мелководье ($H/T \leq 2$).

Следует указать еще на одну причину увеличения вязкостного сопротивления судна в условиях предельного мелководья. Когда запас воды под килем невелик ($H/T < 1,5$), вызываемые движением судна скорости распространяются до дна водоема, на котором при этом возникает пограничный слой с поперечными градиен-

тами скоростей, соизмеримыми с соответствующими градиентами на корпусе. Расчеты этого пограничного слоя показывают, что трение на дне фарватера может ощутимо увеличивать составляющую сопротивления вязкостной природы.

Таким образом, вязкостное сопротивление судна на мелководье содержит дополнительные компоненты (трение на дне и сопротивление отрыва), которые при безграничной глубине воды у того же судна отсутствуют. Это исключает возможность использования свойства аффинности (II.19) при расчете вязкостного сопротивления в этих условиях.

Проблемы, связанные с моделированием составляющих сопротивления на мелководье, изучены еще недостаточно и в настоящее время не существует физически обоснованного метода пересчета сопротивления модели на натурное судно, который бы соответствовал специфическим особенностям обтекания и сопротивления в условиях ограниченной глубины фарватера. Это вынуждает для мелководья использо-

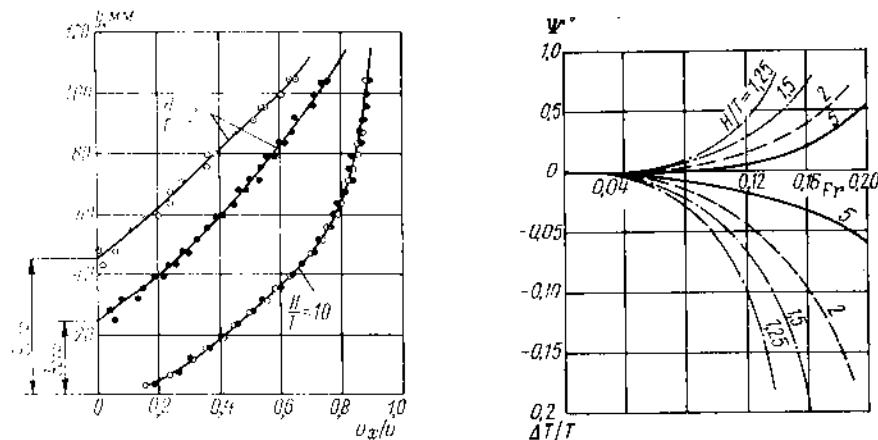


Рис. IV.5. Профили скорости в пограничном слое кормовой оконечности модели двухвального судна при буксировке на глубокой воде и на мелководье (сечение в месте расположения движителя).

○ — $Fr = 0,21$; $Re = 7,5 \cdot 10^6$; ● — $Fr = 0,17$; $Re = 6 \cdot 10^6$; $u_{отр}$ — размер области отрыва пограничного слоя по нормали к поверхности корпуса.

Рис. IV.6. Изменение ходовой осадки $\Delta T/T$ и дифферента на корму ψ (в градусах) модели судна смешанного плавания при различной глубине воды.

вать традиционный метод Фруда, изложенный в гл. VI. При этом в остаточное сопротивление наряду с волновой составляющей оказываются включенными и переносятся на натурное судно по критерию гравитационного подобия значительно большие, чем в случае глубокой воды, силы вязкостной природы. Такой подход в известной мере оправдан тем, что эти силы содержат сопротивление отрыва, существенно зависящее от числа Фруда. Область отрыва пограничного слоя на мелководье ($H/T < 3$) неустойчива, нередко наблюдается периодический сход крупных вихрей с кормовой оконечности, которые в следе за моделью образуют дорожку Кармана. В этих условиях сопротивление модели нестабильно, что вызывает значительный разброс экспериментальных точек, вносит элемент неоднозначности в результаты испытаний, вынуждая прибегать к их осреднению, и снижает точность прогноза сопротивления судна. У натуральных судов неустойчивость обтекания и нестабильность сопротивления на предельном мелководье проявляется еще сильнее вследствие таких факторов, как неровности дна, рыскание, течение и т. п.

В условиях мелководья вследствие разряжений на днище судна его ходовая осадка и дифферент возрастают с увеличением скорости значительно сильнее, чем на глубокой воде (рис. IV.6). У тихоходных судов внутреннего плавания на пре-

дельном мелководье ($H/T < 1,5$) это может настолько уменьшать запас воды под днищем, что во избежание касания грунта (явления «присоса») судоводители должны снижать скорость [53]. У быстроходных водонезменяющих судов ходовая осадка и дифферент, также как и сопротивление, достигнув максимума вблизи критической скорости ($v \approx \sqrt{gH}$), при ее дальнейшем увеличении снижаются, что позволяет эксплуатировать такие суда на мелководье со сверхкритическими скоростями [7].

При движении судна в канале все явления, характерные для мелководья, значительно усиливаются влиянием его стенок [11]. В этом случае параметрами, определяющими условия движения и обтекания судна служат H/T , b/H (где b — ширина канала по зеркалу воды) и относительная площадь F/ω_M (где F и ω_M — площади поперечного сечения канала и мидель-шпангоута судна). Существенное значение имеют также форма поперечного сечения канала и состояние его ложа.

Картина волнообразования при движении судна в канале, а также и возникновение одиночной волны при критической скорости, качественно аналогичны картине волнообразования на мелководье. Однако влияние стенок канала вызывает уменьшение критического значения скорости и увеличивает высоту одиночной волны. В связи с этим волновое сопротивление судна в канале с увеличением скорости возрастает более интенсивно, чем в условиях безграничного по ширине фарватера. Движение судна в канале вследствие стесненности его сечения сопровождается увеличением местных скоростей обтекания корпуса и соответствующим снижением гидродинамических давлений, что приводит, с одной стороны, к понижению свободной поверхности воды вблизи судна, а с другой, — к уменьшению сил поддержания и увеличению ходовой осадки. Суммарное действие этих факторов вызывает просадку судна и уменьшение запаса воды под днищем, что проявляется тем значительнее, чем ближе скорость к ее критическому значению. При этом возрастает сопротивление трения, к которому добавляется также и трение воды о ложе канала. Из-за перераспределения давлений увеличивается сопротивление формы. С увеличением скорости судна в закритическую область ходовая осадка и дифферент уменьшаются (судно «всплывает»), его сопротивление резко снижается.

Для преодоления пика сопротивления, соответствующего критической скорости в канале, требуется весьма большая мощность, а возникающие при этом высокая одиночная волна и значительное спутное течение разрушающе действуют на ложе канала, в связи с чем скорость движения в каналах обычно жестко ограничивается. Кроме того, при отклонениях судна от плоскости симметрии канала на его корпусе возникают поперечные силы, влияющие на управляемость. В мелководных каналах скорость движения ограничивают еще и во избежание касаний днищем судна о грунт.

Строгое теоретическое исследование движения судов в каналах представляет весьма значительные трудности, что вынуждает принимать ряд упрощающих допущений (малая амплитуда волн, неизменность посадки, прямоугольность сечения канала) или использовать приближенные методы гидравлики [11]. При экспериментальных модельных исследованиях сопротивления судов в каналах также встречаются весьма существенные затруднения (особенно при большом стеснении сечения канала), обусловленные, главным образом, ограниченной длиной модели канала, при которой нарушается моделирование обтекания и просадки судна.

§ 18. ВЛИЯНИЕ ОГРАНИЧЕННОСТИ ГЛУБИНЫ МЕРНЫХ ЛИНИЙ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ И СКОРОСТЬ СУДОВ ПРИ НАТУРНЫХ ИСПЫТАНИЯХ

Глубина акватории мерных линий зачастую бывает недостаточной, чтобы полностью отсутствовало влияние мелководья на сопротивление, а следовательно, и на скорость испытываемых судов. Результаты натуральных испытаний в таких случаях нуждаются в корректировке, поскольку получаемая на мелководной мерной линии скорость из-за повышенного сопротивления оказывается меньшей той, которую развивало бы судно в условиях безграничной глубины моря, на что еще в 1915 г. указывал А. Н. Крылов.

Современные способы учета влияния мелководья на скорость при натуральных испытаниях основаны на гипотезе О. Шлайхтинга [89], согласно которой при одинаковом сопротивлении скорость судна на глубокой воде v отличается от его ско-

рости в условиях мелководья v_H на величину суммарной потери скорости Δv , состоящую из двух компонентов: $\Delta v_V = f(\sqrt{\omega_M/H})$ — потеря скорости из-за увеличения вязкостной составляющей сопротивления; $\Delta v_W = f(Fr_H)$ — потеря скорости из-за увеличения волновой составляющей сопротивления. Обычно суммарную потерю скорости представляют в относительной форме: $\Delta v/v_H = \Delta v_V/v_H + \Delta v_W/v_H$ и выражают в процентах от скорости v_H .

В настоящее время в международной и отечественной практике натуральных испытаний судов для учета влияния ограниченности глубины моря на мерных линиях используются диаграммы Лэкенби или формулы Скотта.

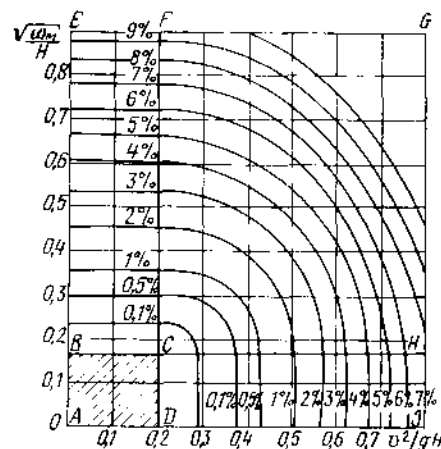


Рис. IV.7. Диаграмма Лэкенби.

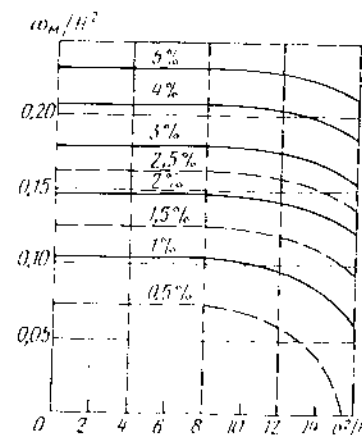


Рис. IV.8. Диаграмма, построенная по формуле Скотта.

Приведенная на рис. IV.7 диаграмма Лэкенби [68] является графическим представлением следующей полуэмпирической формулы, полученной на основе экспериментальных данных:

$$\frac{\Delta v}{v_H} = 0,1242 \left(\frac{\omega_M}{H^2} - 0,05 \right) + 1 - \left(\text{th} \frac{gH}{v_H^2} \right)^{1/2}, \quad (IV.6)$$

при $\omega_M/H^2 > 0,05$.

Диаграмма позволяет определить относительную потерю скорости, если известны глубина воды H , площадь погруженной части мидель-шпангоута ω_M и число Фруда по глубине воды $Fr_H = v_H/\sqrt{gH}$. На диаграмме имеется четыре зоны, для которых характерны следующие особенности: зона ABCD ($\sqrt{\omega_M}/H < 0,2$; $Fr_H < 0,45$) соответствует отсутствию влияния мелководья; зона BEFC ($0,2 < \sqrt{\omega_M}/H < 0,9$; $Fr_H < 0,45$) соответствует возрастанию только вязкостного сопротивления; зона DCHH ($\sqrt{\omega_M}/H < 0,2$; $0,45 < Fr_H < 0,9$) соответствует возрастанию только волнового сопротивления; зона CFGH ($0,2 < \sqrt{\omega_M}/H < 0,9$; $0,45 < Fr_H < 0,9$) соответствует одновременному увеличению и вязкостного, и волнового сопротивления.

Скотт [87] разработал полуэмпирические формулы для учета влияния мелководья при определении скорости судов на глубокой воде по результатам натуральных испытаний на недостаточно глубоких мерных линиях. Основная формула Скотта

связывает значения скорости на глубокой воде v и в условиях мелководья v_H при одинаковом сопротивлении

$$v = 0,90 (\omega_m^2/H^4) v_H + \Delta v_W + v_H, \quad (IV.7)$$

где $\Delta v_W = 0$ при $v_H^2/H < 10$ ($Fr_H < 0,50$); $\Delta v_W = 0,00013 v_H [(v_H^2/H) - 8,69]^2$ при $10 < v_H^2/H < 15$ ($0,50 < Fr_H < 0,63$).

В этой формуле величины скоростей v , v_H , Δv_W даны в узлах, глубина воды H в метрах, площадь мидель-шпангоута ω_m в квадратных метрах.

Из формулы (IV.7) следует, что относительная потеря скорости на мелководье при одинаковом с условиями глубокой воды сопротивлении составляет

$$\Delta v/v_H = (v - v_H)/v_H = 0,90 \omega_m^2/H^4 + \Delta v_W/v_H, \quad (IV.8)$$

где $\Delta v_W/v_H = 0$ при $v_H^2/H < 10$ ($Fr_H < 0,50$); $\Delta v_W/v_H = 0,00013 [(v_H^2/H) - 8,69]^2$ при $10 < v_H^2/H < 15$ ($0,50 < Fr_H < 0,63$).

На рис. IV.8 приведена построенная по этой формуле диаграмма, позволяющая определять относительную потерю скорости судна на мелководье (в процентах от v_H), не прибегая к вычислениям.

Сопоставление результатов определения потери скорости судна на мелководье по диаграмме Лэкенби (см. рис. IV.7) и по формуле Скотта (IV.8) с экспериментальными данными показывает, что при слабом мелководье ($\omega_m/H^2 < 0,12$) оба способа дают близкие результаты, хорошо согласующиеся с экспериментом. При более остром мелководье ($\omega_m/H^2 > 0,12$) диаграмма Лэкенби несколько занижает потерю скорости, тогда как формула Скотта и в этом случае дает величины Δv , близкие к экспериментальным данным.

Глава V

СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ ДВИЖЕНИИ СУДНА НА ВОЛНЕНИИ

§ 19. ВЛИЯНИЕ МОРСКОГО ВОЛНЕНИЯ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ И СКОРОСТЬ СУДНА

При движении судна на волнении его ходовые характеристики могут существенно измениться в силу следующих основных причин:

увеличения средней составляющей и периодических колебаний сопротивления движению судна, порожденных как непосредственным воздействием на корпус ветра и волн, так и влиянием различных видов качки, рыскания судна на курсе и дрейфа;

снижения пропульсивного коэффициента вследствие роста средней нагрузки гребного винта и изменения характера обтекания лопастей при качке.

Поскольку мощность энергетической установки ограничена, судно естественным образом неизбежно теряет скорость. Кроме того, скорость снижают дополнительно с намерением избежать опасных для судна проявлений штормового плавания и защитить корпус от ударов волн (сломанга, ударов в развал бортов, вибрации), палубный груз — от заливания, а энергетическую установку — от динамических перегрузок по причине колебаний гидродинамической нагрузки винта.

На рис. V.1 приведены графики зависимости относительной средней скорости судна от балльности встречного волнения, полученные на мореходных испытаниях двух теплоходов [24]. Скорость первого теплохода была снижена из-за слеминга при плавании в балластном переходе (рис. V.1, а), а второго из-за заливания при

ходе с палубным грузом на большой осадке (рис. V.1, б). Это типичный пример, свидетельствующий о преобладающем влиянии естественной потери скорости на волнении до 5-6 баллов.

Основной причиной естественной потери скорости судна является дополнительное сопротивление, вызываемое волнением моря и ветром. Дополнительное сопротивление на волнении обусловлено преобразованием энергии набегающих волн в энергию волн, генерируемых судном при вынужденной качке, и энергию дифракции, т. е. огибания и отражения набегающих волн от корпуса судна как препятствия. Изменение вязкостной составляющей сопротивления мало. Поскольку волнение и качка носят колебательный характер, вызываемое ими сопротивление периодически (на регулярном волнении) либо случайным образом (на нерегулярном волнении) меняется во времени.

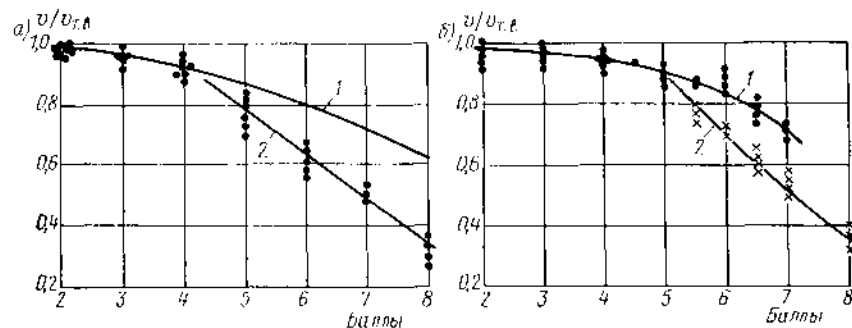


Рис. V.1. Зависимость относительной средней скорости судна от интенсивности встречного волнения: а — по испытаниям теплохода в балластном переходе ($V = 17500 \text{ м}^3$); б — по испытаниям теплохода с полным грузом ($V = 18900 \text{ м}^3$).

1 — без намеренного снижения скорости; 2 — при намеренном снижении скорости; $v_{T,в}$ — скорость на тихой воде.

Полное среднее сопротивление R представляется как сумма трех независимых составляющих: сопротивления на тихой воде $R_{T,в}$, среднего дополнительного сопротивления, вызванного ветром R_{AV} и волнением R_{AW} :

$$R = R_{T,в} + R_{AV} + R_{AW}. \quad (V.1)$$

В соответствии с (V.1) величину R_{AW} можно определить путем буксировочных модельных испытаний в условиях волнения как разность между полным средним сопротивлением и сопротивлением на тихой воде при одной и той же средней скорости движения модели. Поскольку дополнительное сопротивление R_{AW} имеет волновую и шероховатую природу, оно моделируется по числу Фруда. Зависимость безразмерного коэффициента среднего дополнительного сопротивления σ_{AW} от относительной длины λ/L или частоты волн ω (L/g)^{1/2} считается одинаковой для модели и натурного судна, причем

$$R_{AW} = \sigma_{AW} \rho g \lambda^2 B^2 L^{-1}. \quad (V.2)$$

Испытания проводятся двумя методами: при постоянной буксировочной тяге либо при постоянной скорости буксировки. В первом случае тяга прикладывается к дополнительной буксировочной тележке, которая перемещается относительно основной и обеспечивает свободу килевой, вертикальной и продольно-горизонтальной качки. Качка в поперечных направлениях, как правило, ограничена. На испытаниях при постоянной скорости модель подсоединяется к динамометру и свободно только относительно вертикальной и килевой качки. Стандартные испытания проводятся в условиях регулярного волнения при числах Фруда $Fr > 0,12 \pm 0,15$ и λ/L от 0,4-0,5 до 1,8-2,0. Одновременно с измерением R_{AW} фиксируются характеристики качки. Типичные экспериментальные результаты показаны на рис. V.2.

где приведены зависимости σ_{AW} от λ/L при различных Fr и курсовых углах встречи волн β_B . Данные получены для судна-контейнеровоза ($L = 175$ м; $\delta = 0,559$; $Fr = 0,28$) [65].

В результате экспериментальных, а также теоретических исследований можно считать установленным, что R_{AW} не зависит от сопротивления на тихой воде,

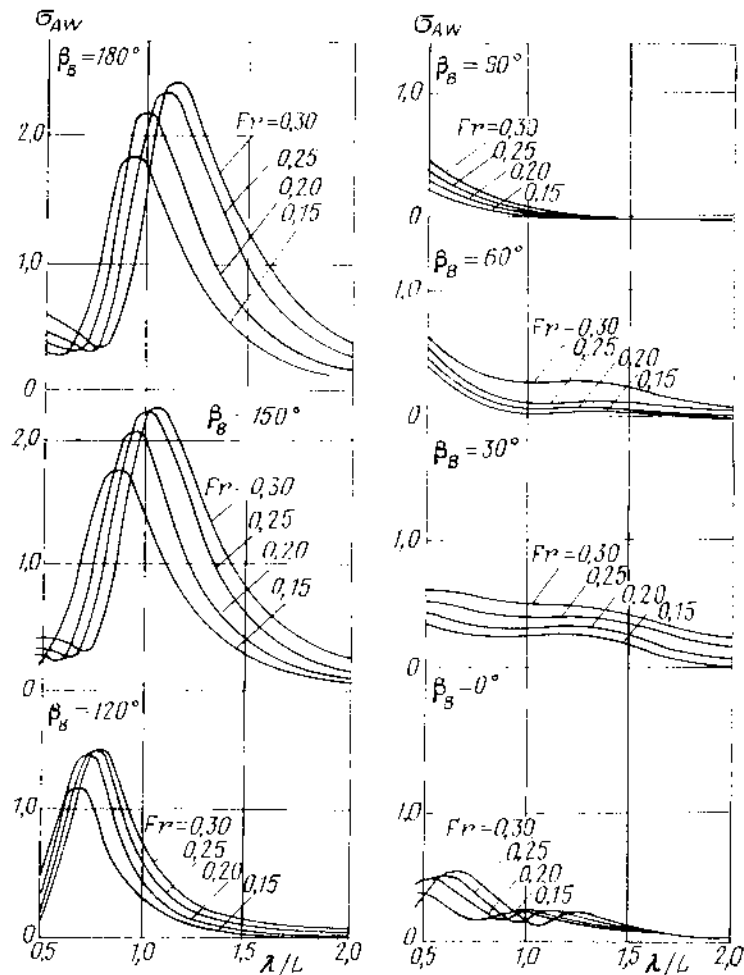


Рис. V.2. Экспериментальные зависимости коэффициента σ_{AW} от λ/L при различных значениях Fr и β_B .

связано в основном с продольной качкой и имеет максимум в ее резонансной зоне (см. рис. V.2), а также меняется с изменением скорости судна и курсового угла встречи волн. С ростом скорости максимальное значение R_{AW} увеличивается. При отклонении курса от строго встречного ($\beta_B = 180^\circ$) до $\beta_B = 150 \div 140^\circ$ величина R_{AW} может возрастать, затем резко снижается на траверсном волнении и составляет небольшую величину на попутных курсовых углах. Принципиальное значение имеет экспериментальный факт, что R_{AW} с хорошим приближением можно считать пропорциональным квадрату амплитуды ξ_A волны, но крайней мере, при

$2\xi_A/L < 1/15$ (рис. V.3). Следовательно, σ_{AW} практически не зависит от высоты волн. Возрастание величины σ_{AW} в области коротких волн (см. рис. V.2) явно выражено для судов с большой полнотой обводов и на больших числах Фруда, а также в условиях попутного волнения. Это явление обусловлено влиянием дифракции волн.

Для различных судов R_{AW} зависит от формы обводов, соотношения главных размеров и продольного распределения грузов. Существенное влияние оказывают отношение ширины к длине B/L , коэффициент общей полноты δ и относительный продольный радиус инерции массы судна r_y/L , увеличение которых приводит к росту дополнительного сопротивления. При одинаковой интенсивности волнения R_{AW} относительно больше у судов с полными обводами и меньшей длиной.

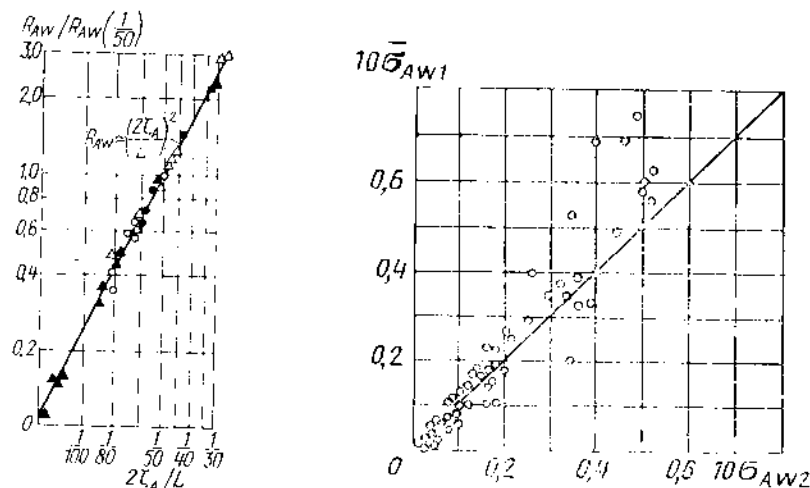


Рис. V.3. Зависимость R_{AW} от относительной высоты волн (в логарифмическом масштабе).

Рис. V.4. Сопоставление значений коэффициента дополнительного сопротивления по измерениям на нерегулярном волнении $\bar{\sigma}_{AW1}$ и на регулярном волнении $\bar{\sigma}_{AW2}$ согласно (V.3), $\bar{\sigma}_{AW1} = \bar{R}_{AW}/(g^2 L T^2)$.

В опытовых бассейнах для мореходных модельных испытаний дополнительное сопротивление измеряется также в условиях двумерного нерегулярного волнения с заданным спектром $S_{\xi}(\omega)$. Многочисленные эксперименты показали, что непосредственные измерения дополнительного сопротивления на нерегулярном волнении хорошо согласуются с данными, полученными путем пересчета измерений на регулярном волнении по соотношению

$$\bar{R}_{AW} = 2 \int_0^{\infty} \Phi_R(\omega) S_{\xi}(\omega) d\omega, \quad (V.3)$$

где

$$\Phi_R(\omega) = \sigma_{AW} \rho g B^2 L^{-1} = R_{AW}(\omega) \xi_A^2 \quad (V.4)$$

— оператор, характеризующий передаточные свойства судна по отношению к среднему дополнительному сопротивлению. Пример, подтверждающий этот экспериментальный факт, приведен на рис. V.4.

Определение \bar{R}_{AW} по соотношению (V.3) исходя из «передаточной функции» (V.4) является общепринятой стандартной процедурой. В общем случае для условий трехмерного нерегулярного волнения \bar{R}_{AW} определяется по соотношению

$$\bar{R}_{AW} = 2 \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \Phi_R(\omega, \mu) S_{\xi}(\omega, \mu - \beta_B) d\mu d\omega. \quad (V.5)$$

Прямые измерения сопротивления в условиях нерегулярного волнения на натуральных испытаниях подтвердили приемлемость определения \bar{R}_{AW} по соотношениям (V.3)–(V.5) на базе модельного эксперимента [57]. На рис. V.5 приведены типичные экспериментальные результаты для коэффициента сопротивления $\bar{\sigma}_{AW}$ на встречном волнении в зависимости от относительной высоты волн 3%-ной обеспеченности $h_{3\%}/L$ и числа F_r , причем

$\bar{R}_{AW} = \bar{\sigma}_{AW} \rho g h_{3\%}^2 B^3 L$. Видно, что величина \bar{R}_{AW} вообще не пропорциональна квадрату высоты нерегулярных волн, поскольку существенное влияние оказывает не только интенсивность (дисперсия) волнения, но и соотношение частот максимумов спектра волнения и функции Φ_R . Степень зависимости \bar{R}_{AW} от $h_{3\%}$ может быть близка к квадратичной в диапазоне больших высот волн при близких значениях частот максимумов $S_{\xi}(\omega)$ и $\Phi_R(\omega)$ либо в случае, когда сопротивление на регулярном волнении слабо зависит от частоты (например, на попутном волнении — см рис. V.2). Зависимость $\bar{\sigma}_{AW}$ от числа F_r близка к линейной и существенна на интенсивном волнении.

Эмпирические зависимости средней потери скорости Δv от интенсивности волнения (ветра), его относительного направления и скорости на тихой воде $v_{т.в.}$, установленные путем анализа большого числа рейсов, используются для решения задач судовождения и в экономических расчетах. В отечественной практике распространение получила формула П. М. Хохлова [51].

Регистром Ллойда рекомендуется следующая эмпирическая формула ($\beta_B = 180^\circ$):

$$\Delta v/v_{т.в.} = 50 (h_{1/3}/L)^2 [F_r^{-1} - 3 (h_{1/3}/L)^{1/4}], \quad (V.6)$$

где $h_{1/3} = 0,75 h_{3\%}$ — высота «значительных» волн. На обширном статистическом материале основана также формула Аэртсена [56] (где L — длина судна, м)

$$\Delta v/v_{т.в.} = 0,01 [(m_1/L) + m_2]. \quad (V.7)$$

Таблица V.1. Коэффициенты m_1, m_2 для формулы (V.7)

Сила ветра, баллы	Направление волнения							
	встречное		скуловое		траверзное		попутное	
	m_1	m_2	m_1	m_2	m_1	m_2	m_1	m_2
5	900	2	700	2	350	1	100	0
6	1300	6	1000	5	500	3	200	1
7	2100	11	1400	8	700	5	400	2
8	3600	18	2300	12	1000	7	700	3

Коэффициенты m_1 и m_2 представлены в табл. V.1 в зависимости от балльности ветра (по шкале Бофорта) и направления волнения по отношению к судну. Формулы (V.6), (V.7) дают оценку потери скорости на волнении интенсивностью до 6 баллов. Из приведенных формул следует, что потеря скорости относительно больше у малых тихоходных судов.

Результаты натуральных испытаний и опыт эксплуатации судов свидетельствуют о существенной зависимости потери скорости также от таких характеристик судна, как отношение ширины к длине, коэффициент общей полноты, продольный радиус инерции массы судна, от типов энергетической установки и запаса мощности. Эмпирические оценки не дают, однако, возможности учесть эти особенности при расчетах эксплуатационной скорости судов.

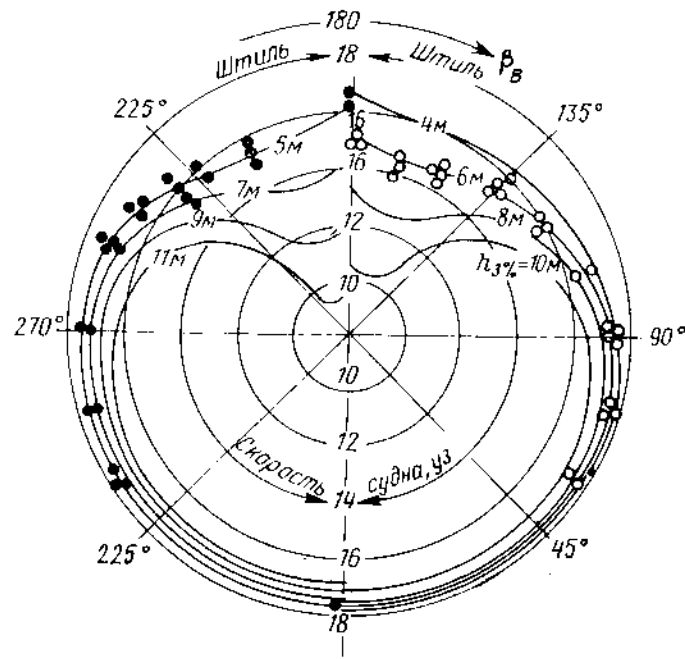


Рис. V.6. Полярная диаграмма скорости судна в условиях ветра и нерегулярного волнения.

— — расчет; эксперимент: ● — $h_{3\%} = 4,8$ м; ○ — $h_{3\%} = 6,2$ м.

Наибольшая средняя скорость судна на волнении v_0 достигается при равенстве полного сопротивления R предельной полезной тяге T_E . Эту тягу винт развивает, когда двигатель работает по заградительной характеристике, ограничивающей мощность и частоту вращения при перегрузках в эксплуатации. На значение тяги влияет также снижение пропульсивного коэффициента и изменение гидродинамических качеств винта при движении судна на волнении. Поэтому естественная потеря скорости судна в условиях шторма при одинаковом сопротивлении может быть различной в зависимости от характеристик пропульсивного комплекса. Следовательно, как и при анализе ходкости на тихой воде, скорость судна в условиях волнения должна определяться расчетом по ходовым характеристикам с использованием данных о среднем сопротивлении, полученных на модельных испытаниях или по теоретическим методикам (см. § 52 третьего раздела). Такой путь дает возможность учесть специфику формы обводов, параметров винта и энергетической установки судна [24].

На рис. V.6 приведен пример полярной диаграммы скорости в условиях ветра и нерегулярного волнения для теплохода ($L = 156$ м, $\delta = 0,64$, $P_s = 8,8$ МВт)

[25]. Скорость определена по ходовым характеристикам исходя из результатов буксировочных испытаний на регулярном волнении. Учтена только естественная потеря скорости, вызванная ростом сопротивления вследствие ветра и волнения, а также соответствующим снижением пульсационного коэффициента судна. Такой характер зависимости средней скорости от высоты и курсового угла встречи волн типичен для крупных транспортных судов.

§ 20. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДОПОЛНИТЕЛЬНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ СУДНА НА ВОЛНЕНИИ

Теоретические методы определения дополнительного сопротивления основаны на анализе потенциального обтекания судна, движущегося на поверхности невязкой жидкости под воздействием регулярных прогрессивных волн. Наиболее общие решения этой сложной задачи получили М. Д. Хаскинд [48], В. Г. Сизов [78 первого раздела], Питерс и Стокер [86 первого раздела], Маруо [73], Ньюман [134 второго раздела т. 2].

Периодическая составляющая сопротивления ΔR_{AW} представляет собой гидродинамическую силу, вызывающую продольно-горизонтальные колебания судна на волнах. Согласно общей структуре возмущающих сил ΔR_{AW} содержит главную часть (определяемую по гипотезе А. Н. Крылова) и составляющие, связанные с инерционно-демпфирующими и дифракционными компонентами гидродинамической нагрузки. Главная часть определяется путем интегрирования по смоченной поверхности корпуса Ω давления прогрессивных волн, не возмущенного присутствием судна

$$\Delta R_{AW}(t) = \left[-2 \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\partial \eta_{\Omega}}{\partial x} \exp \frac{\omega^2}{g} [z + i(x \cos \beta_{\Omega} + y \sin \beta_{\Omega})] dx dz \right] \times \exp(i\omega_R t), \quad (V.8)$$

где η_{Ω} — ордината поверхности Ω ниже равновесной ватерлинии.

Как видно из (V.8), частота колебаний сопротивления равна кажущейся частоте набегающих волн, амплитуда является линейной функцией высоты волн и не зависит от скорости судна. Эти качественные зависимости вполне подтверждаются измерениями колебаний сопротивления на буксировочных испытаниях моделей в условиях регулярного волнения.

Для расчета амплитуды колебаний сопротивления, исходя из (V.8), М. Д. Хаскинд [95 второго раздела т. 2] использовал параболическую аппроксимацию обводов корпуса судна, симметричного относительно миделя, и редуцированные коэффициенты продольной качки по Г. Е. Павленко. Расчетная формула имеет вид

$$\Delta R_{AW} = -R_{AWA} \sin \omega_R t, \quad (V.9)$$

где $R_{AWA} = D \chi_T \kappa_L (\zeta_A \omega^2/g) \cos \beta_{\Omega}$; χ_T — функция влияния относительной осадки T/L при различных коэффициентах вертикальной полноты χ ; κ_L — функция влияния относительной длины L/λ и угла встречи волн β_{Ω} при различных коэффициентах полноты ватерлинии α (рис. V.7).

Для определения χ_T можно использовать следующую приближенную формулу:

$$\chi_T = 1 - \frac{\pi}{2 - \chi} \left(\frac{T}{\lambda} \right) + \frac{2\pi^2}{3(3 - 2\chi)} \left(\frac{T}{\lambda} \right)^2.$$

Величина R_{AWA} — наибольшая на встречных или попутных курсовых углах β_{Ω} и равна нулю при $\beta_{\Omega} = \pi/2$. На рис. V.8 приведен пример зависимости модуля величины $R_{AWA}/[D(\zeta_A/L)]$ от частотного параметра $\omega(L/g)^{1/2}$ (или отношения λ/L) при $\beta_{\Omega} = 180^\circ$. Расчет выполнен для диапазона значений $T/L = 0 \div 0,10$. Видно, что R_{AWA} имеет основной пик на резонансных и более длинных волнах, но колебания сопротивления могут проявляться и в области коротких волн.

Расчет ΔR_{AW} по формуле (V.9) хорошо совпадает с измерениями на модельных испытаниях, поэтому можно считать, что для практических целей достаточно определять главную часть величины R_{AWA} . Отметим также, что при исследовании общей

задачи гидродинамики качки методом малого параметра формула (V.9) оказывается результатом линейного приближения для «тонкого судна» на встречном волнении.

Наиболее полное выражение для среднего дополнительного сопротивления R_{AW} получено М. Д. Хаскиндом путем применения теоремы о количестве движения [48]. Получив решение линейной гидродинамической задачи качки для потенциала возмущенного движения «тонкого судна» путем распределения по диаметральной плос-

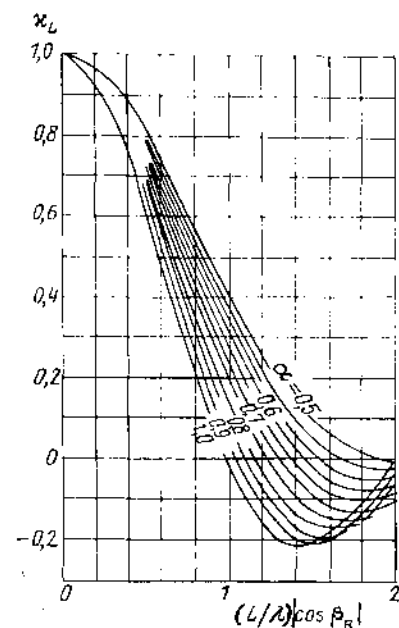


Рис. V.7. График для определения функции κ_L .

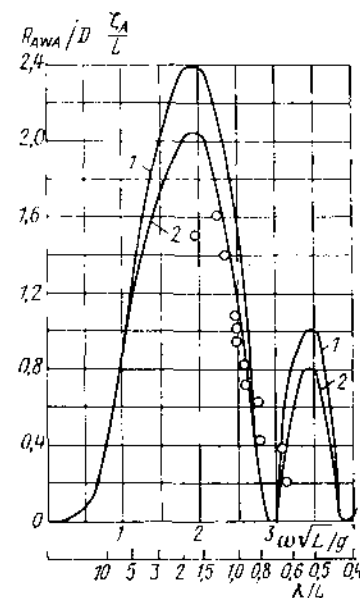


Рис. V.8. Относительная амплитуда колебаний сопротивления судна на волнении. — расчет по формуле (V.9); 1 — $T/L = 0$; 2 — $T/L = 0,10$; O — по эксперименту; $T/L = 0,06$.

кости S_A пульсирующих источников, М. Д. Хаскинд привел выражение для R_{AW} к виду

$$R_{AW} = \frac{\rho k_e}{8\pi^2 \tau^2} \operatorname{Recl} \left[i \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{\infty} \frac{k^2 |H(k, 0)|^2 d\theta dk}{\cos \theta (k - k_1)(k - k_2')} \right] - \rho \zeta_A \omega \cos \beta_{\Omega} \operatorname{Recl} [H(k_e, \beta_{\Omega})], \quad (V.10)$$

где $\tau = \omega k_e/g$; $k_e = \omega_e^2/g$; $k_{1,2}'$ определяются с учетом коэффициента диссипативных сил через корни уравнения

$$\tau^2 \cos^2 \theta k^2 - k_e (1 - 2\tau \cos \theta) k - k_e^2 = 0. \quad (V.11)$$

Функция П. Е. Кочина $H(k, 0)$ в (V.10) связана с амплитудой $q(x, y, z)$ пульсирующих особенностей соотношением

$$H(k, 0) = \int_{S_A} q \exp \{k(z + ix \cos \theta) - iy \sin \theta\} dS. \quad (V.12)$$

Из формул (V.10), (V.12) видно, что R_{AW} представляет собой квадратичную форму от амплитуд качки и набегающих волн, поскольку $q(x, y, z)$ и, следовательно, функ-

ция Качина зависят от них линейно. Анализ этих выражений приводит к представлению R_{AW} в виде трех составляющих. Эти составляющие отдельно учитывают влияние вынужденной качки судна на тихой воде, дифракции (т. е. огибания и отражения волн от судна как твердой преграды) и взаимное влияние качки и дифракции волн. М. Д. Хаскинд показал, что в области максимума сопротивления основное влияние оказывает составляющая от вынужденной качки на тихой воде, причем в первом приближении для судна без хода из (V.10) получено

$$R_{AW} \approx (\omega \cos \beta_B/g) (\vec{F}_0 \vec{V} + \vec{M}_0 \vec{\Omega})^*, \quad (V.13)$$

где \vec{F}_0, \vec{M}_0 — главный вектор и главный момент возмущающих сил, определяемые по гипотезе А. Н. Крылова; $\vec{V}, \vec{\Omega}$ — вектора составляющих линейной и угловой скорости качки; * означает осреднение по времени за период.

Следовательно, величину R_{AW} можно оценить и по гипотезе А. Н. Крылова, если учесть сдвиг фаз между колебаниями возмущающих сил и соответствующих скоростей качки. Из формулы (V.13) вытекают в частных случаях результаты Хавелока и Ватанабе [48].

В дальнейших исследованиях В. Г. Сизова и Маруо было учтено, что в общем случае движения «тонкого судна» произвольным курсом по отношению к волнам течение индуцируется простым и двойным слоем пульсирующих особенностей. Формула для определения R_{AW} приведена к следующему расчетному виду:

$$R_{AW} = 2\pi\rho \left\{ \left[\int_{-\pi/2}^{-\theta_0} + \int_{\theta_0}^{\pi/2} - \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \right] \frac{k_1 (k_1 \cos \theta - k_0 \cos \beta_B)}{(1 - 4\tau \cos \theta)^{1/2}} |H(k_1, \theta)|^2 d\theta + \right. \\ \left. + \int_{\theta_1}^{2\pi - \theta_0} \frac{k_2 (k_2 \cos \theta - k_0 \cos \beta_B)}{(1 - 4\tau \cos \theta)^{1/2}} |H(k_2, \theta)|^2 d\theta \right\}, \quad (V.14)$$

где

$$\theta_0 = \begin{cases} 0 & \text{при } |\tau| \leq 1/4; \\ \arccos \left(\frac{1}{4|\tau|} \right) & \text{при } |\tau| > 1/4; \end{cases}$$

$k_{1,2} = g(2v^2 \cos^2 \theta)^{-1} [1 - 2\tau \cos \theta \pm (1 - 4\tau \cos \theta)^{1/2}]$ — корни уравнения (V.11)

Расчет R_{AW} сводится, таким образом, к определению интенсивности источников и диполей, входящих в формулу (V.12). При решении этой задачи по теории малых возмущений («тонкое» и «удлиненное») судно используются различные упрощенные подходы — способ распределения особенностей по линии [91], метод изолированных особенностей [65], метод плоских сечений [85] с привлечением асимптотических переходов по частотному параметру (достаточно малая или большая относительная частота колебаний судна). В любом случае в соответствии с граничными условиями задачи интенсивность особенностей прямо пропорциональна относительной скорости перемещений корпуса судна на волнах. При этом интенсивность источников зависит от составляющей скорости продольных перемещений вследствие килевой, вертикальной и продольно-горизонтальной качки, а интенсивность диполей — от составляющей скорости поперечных перемещений вследствие бортовой, поперечно-горизонтальной качки и рыскания. Формулы (V.10), (V.14) могут быть преобразованы, как уже отмечалось, к квадратичной форме безразмерных амплитуд различных видов качки S_{ij} с учетом сдвигов фаз ε_{ij} и дифракционных составляющих ($i, j = 0$):

$$\sigma_{AW} = \sum_{i,j} D_{ij} S_i S_j \cos \varepsilon_{ij} \quad (i, j = 0, 1, \dots, 6). \quad (V.15)$$

Коэффициенты D_{ij} зависят от характеристик судна, числа Фруда Fr , безразмерной частоты $\omega (L/g)^{1/2}$ (или λ/L) и курсового угла встречи волн β_B . Вычисление коэффициентов D_{ij} проводится с помощью ЭВМ. Для расчета σ_{AW} необходимо предварительно определить характеристики качки.

Пример расчетов величины σ_{AW} по методу изолированных особенностей в сопоставлении с экспериментом для контейнеровоза ($\delta = 0,56, L/B = 6,9, L/T = 20,6$) приведен на рис. V.9 (волнение встречное, $\beta_B = 180^\circ$) [65]. Результаты расчетов свидетельствуют, что основной вклад в суммарную величину R_{AW} на различных курсовых углах встречи волн вносят составляющие, обусловленные килевой, вертикальной качкой и их взаимодействием. Влияние дифракции существенно на попутном волнении для судов любых форм обводов, а также на встречных и косых курсовых углах для судов с большой полнотой обводов ($\delta > 0,75$) в области относительно коротких волн ($\lambda/L < 0,6$). Коэффициенты D_{ij} , связанные с поперечными колебаниями, пренебрежимо малы даже при положении судна лагом к волнам. Коэффициенты D_{ij}

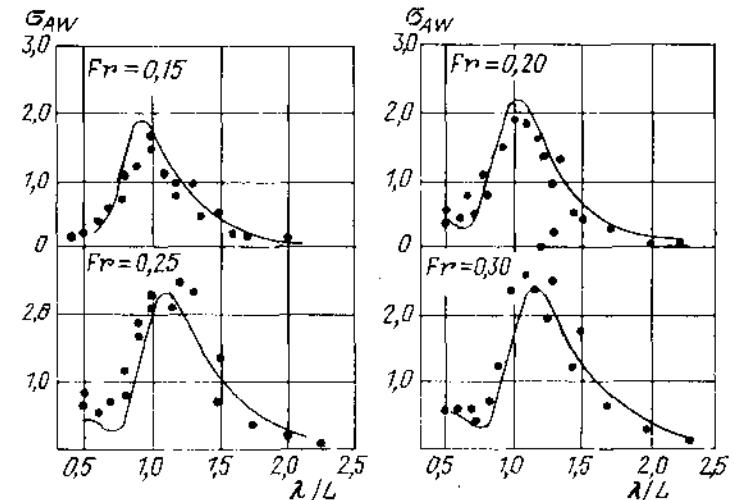


Рис. V.9. Сопоставление результатов теоретического расчета σ_{AW} с экспериментальными данными для контейнеровоза в условиях встречного волнения ($\beta_B = 180^\circ$) при различных числах Фруда.

— — расчет; ● — эксперимент.

($i, j = 0, 1, 2$), вносящие основной вклад в величину σ_{AW} , для условий встречного волнения могут быть вычислены по следующим формулам [91]:

$$\left. \begin{aligned} D_{00} &= \frac{k_0 L}{4\pi} \exp(-2k_0 \chi T) \int_m S(m) C(m) I^2 \left(m + \frac{k_0 L}{2} \right) dm; \\ D_{11} &= \frac{1}{\pi} Fr^2 \int_m (m + \omega_1)^2 S(m) C^2(m) I^2(m) dm; \\ D_{22} &= \frac{1}{4\pi} (k_0 L)^2 Fr^2 \int_m (m + \omega_1)^2 S(m) C^2(m) J^2(m) dm; \\ D_{12} &= -\frac{k_0 L}{\pi} Fr^2 \int_m (m + \omega_1)^2 S(m) C(m) I(m) J(m) dm; \\ D_{10} &= \frac{(k_0 L)^{1/2}}{\pi} Fr \exp(-k_0 \chi T) \times \end{aligned} \right\} \quad (V.16)$$

$$\times \int_m (m + \omega_1) S(m) C(m) I(m) J\left(m + \frac{k_0 L}{2}\right) dm;$$

$$D_{20} = \frac{(k_0 L)^{3/2}}{\pi} \text{Fr} \exp(-k_0 \chi T) \times$$

$$\times \int_m (m + \omega_1) S(m) C(m) J(m) I\left(m - \frac{k_0 L}{2}\right) dm;$$

$$\text{где } S(m) = (m + \omega_1)^2 \left(m + \frac{k_0 L}{2}\right) \left[(m + \omega_1)^4 - \frac{1}{4} \frac{m^2}{\text{Fr}^4}\right]^{-1/2};$$

$$C(m) = \exp\left[-8\chi \frac{T}{L} (m + \omega_1)^2 \text{Fr}^2\right];$$

$$I(m) = \frac{4}{BL} \int b(x) \cos(mx) dx;$$

$$J(m) = \frac{8}{BL^2} \int xb(x) \sin(mx) dx;$$

$$\omega_1 = \frac{\omega_k L}{2v}; \quad \int_m = \int_{-\infty}^{k'} - \int_{-k_0 L/2}^{\infty}; \quad k_0 L = \frac{\omega^2 L}{g} = \frac{2\pi L}{\lambda};$$

$$k' = \frac{1}{4} \text{Fr}^{-2} [1 + 2\tau + (1 + 4\tau)^{1/2}];$$

$b(x)$ — полуширина корпуса в каждом сечении на уровне ватерлинии. Расчетная формула для σ_{AW} с учетом формул (V.15), (V.16) имеет вид

$$\sigma_{AW} = D_{00} + D_{11} S_1^2 + D_{22} S_2^2 + D_{12} S_1 S_2 \cos \varepsilon_{12} + D_{10} S_1 \cos \varepsilon_{10} + D_{20} S_2 \cos \varepsilon_{20}, \quad (\text{V.17})$$

где $S_1 = \xi_{gA}/\xi_A$; $S_2 = \psi_A/k_0 \xi_A$; $\varepsilon_{12} = \varepsilon_{10} - \varepsilon_{20}$; ε_{10} , ε_{20} — сдвиги фаз вертикальной и килевой качки по отношению к набегающему волнению.

Достаточно общая картина сопоставления расчетных и экспериментальных результатов приведена на рис. V.10 [91]. На графиках представлены зависимости величины σ_{AW} от λ/L для условий встречного волнения. Данные относятся к моделям судов 60-й серии, имеющим $\delta = 0,70$, $L/B = 7,0$ и $B/T = 2,5$ (рис. V.10, а) и $\delta = 0,80$, $L/B = 6,5$ и $B/T = 2,5$ (рис. V.10, б). Экспериментальные точки получены в различных опытовых бассейнах. Заштрихованная зона отвечает результатам теоретических расчетов по общим формулам при различных подходах к определению интенсивности пульсирующих источников. Отмечая, что общий характер частотной зависимости σ_{AW} по теории и эксперименту одинаков, следует признать, что количественные различия могут быть значительны в области максимума и малых относительных длин волн.

Гидродинамическая теория дает также возможность использовать результаты измерения профиля нестационарного волнения, возникающего вдали от корпуса модели вследствие излучения при вынужденной качке и рассеивания набегающих волн при дифракции, для непосредственной оценки входящих в (V.14) функций Кочина. Приведенные в [78] результаты свидетельствуют о хорошем согласовании линейной теории с экспериментом для функции Кочина в рабочем диапазоне частот и скоростей даже применительно к судну с подными обводами.

Имея в виду этот вывод, можно усмотреть возможности уточнения расчета в учете составляющих силы R_{AW} второго порядка, определяемых по теории малых возмуще-

ний (см. [49] второго раздела т. 2, [48, 77]). К таким составляющим относятся в частности, дополнительные члены, обусловленные изменением смоченной поверхности судна в процессе его перемещений на волнении. Очевидно также, что точность теоретического определения R_{AW} существенно зависит от точности предварительного расчета характеристик качки судна.

Зная частотные характеристики средней составляющей дополнительного сопротивления и амплитуды его периодической составляющей R_{AW} для условий регулярного волнения, можно рассчитать среднюю величину \bar{R}_{AW} и дисперсию колебаний σ_{AW}^2 дополнительного сопротивления для условий движения судна на нерегулярном волнении с заданным энергетическим спектром. Согласно (V.9) по отношению к колеба-

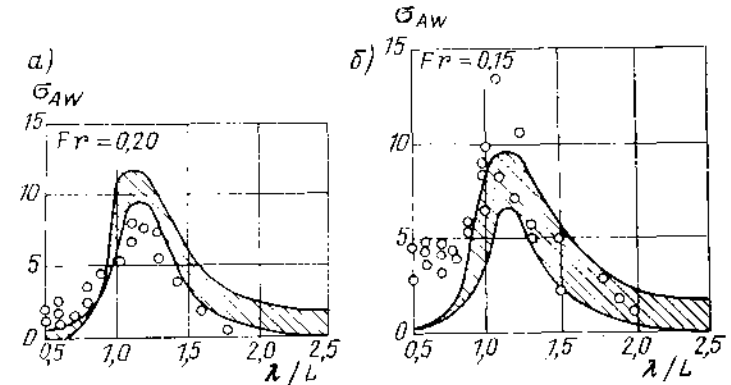


Рис. V.10. Сопоставление расчетных и экспериментальных зависимостей σ_{AW} от λ/L для судов 60-й серии: а — при $\delta = 0,70$; б — при $\delta = 0,80$.

ниям сопротивления судно можно рассматривать как линейную динамическую систему, следовательно,

$$\sigma_{AWA}^2 = \int_0^{\infty} \left| \frac{R_{AWA}(\omega)}{\xi_A} \right|^2 S_{\xi}(\omega) d\omega. \quad (\text{V.18})$$

Характеристика R_{AWA}/ξ_A служит передаточной функцией колебаний сопротивления судна на волнении.

Расчет величины среднего сопротивления \bar{R}_{AW} , как правило, проводят по соотношению (V.3), причем исходят из априорного предположения о структуре оператора $\Phi_R(\omega)$ в форме (V.4), подтвержденной экспериментально и аналитическим путем с привлечением теории нелинейных преобразований случайных процессов [91, 98].

Идентификация нелинейной реакции судна по отношению к дополнительному сопротивлению как строго квадратичного преобразования стационарного нормального случайного процесса нерегулярного морского волнения (с последующим осреднением по времени) приводит к определению Φ_R в следующем общем виде:

$$\Phi_R(\omega_1 - \omega) = - \frac{S_{\xi\xi R}(2\omega, 0)}{8S_{\xi}^2(\omega)}, \quad (\text{V.19})$$

где $S_{\xi\xi R}(2\omega, 0)$ — вещественная часть взаимного биспектра процессов дополнительного сопротивления и ординат нерегулярного волнения.

Функция $S_{\xi\xi R}$ определяется через преобразование Фурье от взаимной бикорреляционной функции $B_{\xi\xi R}$ процессов сопротивления и волнения:

$$B_{\xi\xi R}(\tau_1, \tau_2) = \{ \xi_n(t + \tau_1) \xi_n(t - \tau_1) [R_{AW}(t - \tau_2) - R_{AW}^*(t - \tau_2)] \}^*. \quad (\text{V.20})$$

Функции $B_{\text{тгг}R}$ и $S_{\text{тгг}R}$ могут быть определены непосредственно по синхронной записи процесса дополнительного сопротивления и ординат волн на модельных испытаниях (методом постоянной скорости) в условиях нерегулярного волнения. Это позволяет, с одной стороны, найти оператор Φ_R с определенным спектром исходя из результатов испытаний на нерегулярном волнении для последующего использования при определении \bar{R}_{AW} в различных других внешних условиях плавания судна, а с другой стороны, проверить справедливость соотношения (V.4). Исследования Р. З. Кишева свидетельствуют о хорошем согласовании определения Φ_R исходя из соотношений (V.4) и (V.19) (рис. V.11).

Среди экспериментальных методов определения дополнительного сопротивления наиболее распространены испытания методом постоянной скорости в условиях ре-

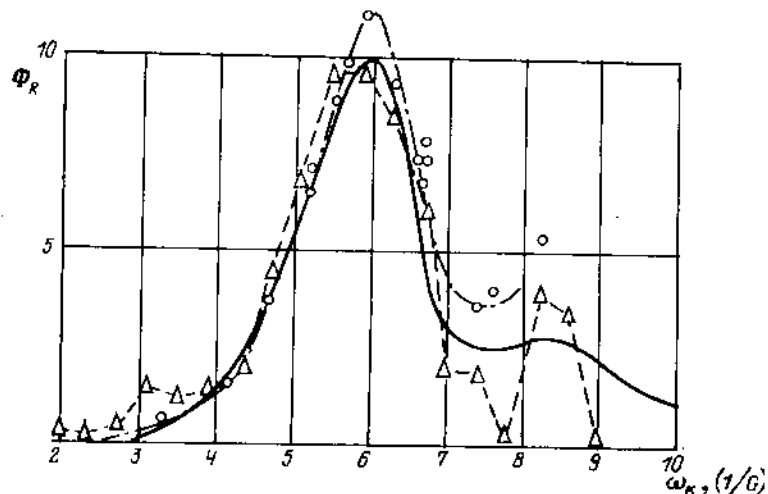


Рис. V.11. Функция Φ_R по измерениям на регулярном и нерегулярном волнении и по расчету

О — согласно (V.4); Δ — согласно (V.19); — — — — теоретический расчет.

гулярного волнения, поскольку результаты измерений R_{AW} могут быть непосредственно использованы для пересчета по отношению (V.3), в котором скорость играет роль параметра. При отработке техники эксперимента основное внимание уделяется обеспечению измерений в условиях наибольшей свободы перемещений модели на волнах. В этом отношении отдается предпочтение испытаниям самоходных моделей с автоматической стабилизацией движения на курсе. Испытания проводят при постоянной средней скорости судна с непосредственным измерением средних значений упора, момента сопротивления и частоты вращения винта. Величина R_{AW} может быть определена через средний упор T_{AW} и коэффициент засасывания на тихой воде i_0 :

$$R_{AW} = (1 - i_0) T_{AW}. \quad (V.21)$$

Такой пересчет не вносит значительной погрешности практически на всех режимах, исключая движение в балласте при резонансной качке, когда винт выходит из воды.

Используя результаты модельных испытаний, следует иметь в виду, что погрешность измерений R_{AW} или T_{AW} возрастает в области их малых значений на нерезонансных режимах. Разброс экспериментальных точек связан также с нестабильностью параметров генерируемых волнопродукторов волн, которая проявляется на проульсовых испытаниях в большей степени, чем на измерениях качки.

Указанные обстоятельства дают основание для применения осредненных аппроксимаций экспериментальных результатов при разработке методов приближенного расчета дополнительного сопротивления на базе серийных модельных испытаний.

§ 21. ПРИБЛИЖЕННЫЙ УЧЕТ ВЛИЯНИЯ МОРСКОГО ВОЛНЕНИЯ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ДВИЖЕНИЮ СУДНА

Приближенные теоретические методики определения среднего дополнительного сопротивления движению судна на волнении основаны, как правило, на расчете величины R_{AW} через кинематические и гидродинамические характеристики продольной качки. Для условий встречного волнения такую методику разработал Н. Н. Юрков (см. [98] второго раздела т. 2). В способе, предложенном Геритсмой и Бекельманом [61], расчетная формула для определения R_{AW} получена следующим путем. Пользуясь гипотезой плоских сечений, можно определить среднюю энергию E^* радиации волн, вызванных продольной качкой судна. Поскольку энергия E^* равна дополнительной работе, производимой силой R_{AW} на пути $\lambda/\cos \beta_B$ за период $\tau_k = 2\pi/\omega_k$, то

$$R_{AW} = E^* \frac{\cos \beta_B \tau_k}{\lambda} = \frac{\cos \beta_B}{\lambda} \int_0^{\tau_k} \int_{-L/2}^{L/2} v_{33} v_z^2 dx dt, \quad (V.22)$$

где v_{33} — коэффициент демпфирования при вертикальных колебаниях сечений корпуса судна, Н/м²; v_z — вертикальная составляющая относительной скорости сечений корпуса судна, м/с.

При этом

$$v_z = v_{zA} e^{i\omega_k t}, \quad (V.23)$$

где

$$v_{zA} = \{v\psi_1 - \omega_k [\chi_T \sin(k_0 x \cos \beta_B) - \zeta_{g2} - x\psi_2]\} + \\ + i \{v\psi_2 + \omega_k [\chi_T \cos(k_0 x \cos \beta_B) - \zeta_{g1} - x\psi_1]\};$$

ζ_{g1} , ζ_{g2} и ψ_1 , ψ_2 — соответственно вещественные и мнимые части комплексных амплитуд вертикальной и килевой качки. Можно выделить влияние скорости судна на величину $v_{33}(x)$, имея в виду, что

$$v_{33}(x) = \mu_{33}(x) - v [d\lambda_{33}(x)/dx]. \quad (V.24)$$

В соотношении (V.24) входят коэффициенты демпфирования $\mu(x)$ и присоединенные массы $\lambda(x)$ сечений корпуса для судна без воды. Подставив в (V.22) выражения (V.23), (V.24), после интегрирования по частям получим

$$R_{AW} = \frac{k_0 \cos \beta_B}{2\omega_k} \left\{ \int_{-L/2}^{L/2} (\mu_{33} v_{zA} + 2v\lambda_{33} \frac{dv_{zA}}{dx}) v_{zA} dx - \right. \\ \left. - v [(\lambda_{33} v_{zA}^2)_{+L/2} - (\lambda_{33} v_{zA}^2)_{-L/2}] \right\}. \quad (V.25)$$

Второй член в фигурных скобках нужно учитывать в тех случаях, когда $\lambda_{33}(\pm L/2) \neq 0$, например для судов с бульбовыми обводами носа или кормы. Определение R_{AW} для условий нерегулярного волнения проводится по соотношению (V.3). Результат расчета R_{AW} по этому способу в сопоставлении с экспериментальными данными для контейнеровоза приведен на рис. V.12. Расчет несколько завышает величину R_{AW} вблизи максимума и не дает возможности учесть влияние дифракции в области коротких волн.

Приближенные способы определения дополнительного сопротивления, основанные на обработке систематических серийных модельных испытаний, предложены А. Н. Вознесенским и Г. А. Фирсовым, В. Я. Ткачевым и В. С. Шпаковым [11], В. Б. Жижикиным и В. Фердинанде (см. [98] второго раздела т. 2), Л. С. Шифриным [54], Муром и Мюрдзем [75], Миямото [74].

Наиболее полный материал для определения \bar{R}_{AW} по результатам модельных испытаний содержится в работах [25, 74, 75].

Соотношение (V.3) приводится к виду

$$\bar{R}_{AW} = 2\omega_L \int_0^{\infty} \Phi_R(u) S_{\xi}(u) du, \quad (V.26)$$

где $u = \omega' \omega_L = (L/\lambda)^{1,2}$; $\omega_L = (2\pi g/L)^{1,2}$ — частота волны длиной $\lambda = L$.

Оператор $\Phi_R(u)$ представляется через его нормированную величину $\bar{\Phi}_R$:

$$\Phi_R = C_m(\text{Fr}, \beta_B, L/B, \delta, \dots) \bar{\Phi}_R\left(\frac{u}{\kappa_R}, n\right), \quad (V.27)$$

где C_m — максимальное значение $\Phi_R(\omega)$, соответствующее $\omega = \omega_m$; $\kappa_R = \omega_m' \omega_L$; $u/\kappa_R = \omega/\omega_m$.

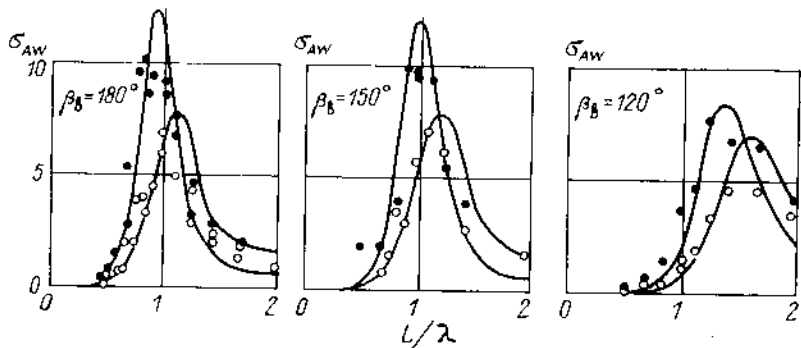


Рис. V.12. Сопоставление результатов определения σ_{AW} расчетом по формуле (V.25) и по эксперименту.

— — расчет; эксперимент: ● — Fr = 0,25, ○ — Fr = 0,15.

Функция $\bar{\Phi}_R$ характеризует форму $\Phi_R(u)$ при двух параметрах — κ_R и n , зависящих от Fr, β_B и в общем случае от характеристик судна. Обработка результатов серийных модельных испытаний свидетельствует о возможности следующей аппроксимации:

$$\bar{\Phi}_R = (u/\kappa_R)^{-4n} \exp\{-n[(u/\kappa_R)^{-4} - 1]\}. \quad (V.28)$$

График функции $\bar{\Phi}_R$ показан на рис. V.13, где приведены также экспериментальные данные (точками) для различных судов и чисел Фруда в условиях встречного волнения. В каждом частном случае (особенно для судов с полными обводами) функция $\bar{\Phi}_R$ может иметь специфический вид (см. пунктирную линию на рис. V.13), но в общих чертах аппроксимация (V.28) отражает характер распределения экспериментальных значений $\bar{\Phi}_R$ по относительным частотам в области, существенной для расчета \bar{R}_{AW} по соотношению (V.26).

В качестве расчетного использовался типовой двухпараметрический спектр волнения, рекомендованный 12-й МКОВ в форме, содержащей коэффициент развитости волнения q_B , равной K^2 в форме (IV.84) первого раздела. При этом средний период волн $\bar{\tau}$ и высота 3%-ной обеспеченности связываются соотношением

$$\bar{\tau}^2 = (10a^2/g) q_B h_{3\%}^3. \quad (V.29)$$

В результате расчетный спектр волнения представлен в виде

$$S_{\xi} = 8\pi(L/100)^2 (1/\omega_L q_B^2) \bar{S}_{\xi}(u, a), \quad (V.30)$$

где $\bar{S}_{\xi}(u, a) = u^{-5} \exp(-0,177/a^2 u^2)$; $a = q_B (10h_{3\%}/L)$.

Характеристика степени развитости волнения q_B с вероятностью 75% меняется в диапазоне от 0,7 до 1,5, причем для полностью развитого волнения $q_B = 1$, для развивающегося $q_B < 1$, для ослабевающего $q_B > 1$. В практическом расчете q_B рассматривается как варьируемый параметр. Параметр a учитывает влияние средних статистических элементов двухмерных нерегулярных волн, причем относительная высота волн $h_{3\%}/L$ и коэффициент степени развитости волнения учитываются совместно.

На базе соотношений (V.26)–(V.30) предложены следующие два способа расчета \bar{R}_{AW} .

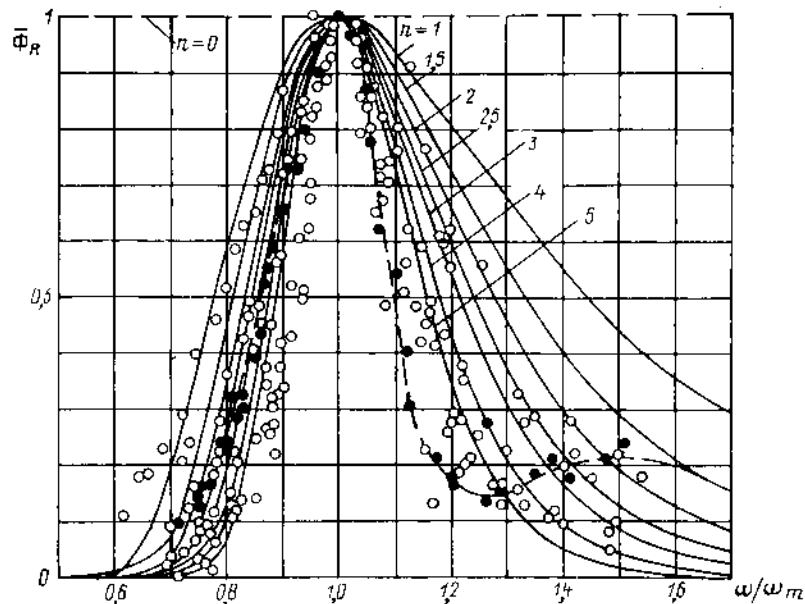


Рис. V.13. Нормированная функция $\bar{\Phi}_R$, полученная расчетом по формуле (V.28) и по эксперименту.

— — расчет по формуле (V.28); ○ — эксперимент; ● — эксперимент для судна 60-й серии ($\delta = 0,70$).

Первый способ. Подстановка (V.27), (V.28) и (V.30) в (V.26) дает

$$\bar{R}_{AW} = C_R (100h_{3\%}/L)^2 I_R(A, n), \quad (V.31)$$

где $I_R = \frac{ne^n \Gamma(n)}{A^2 (n + A^{-2})^{n+1}}$; $A = 2,37q_B (10h_{3\%}/L) \kappa_R$.

Функция $I_R(A, n)$ по физическому смыслу характеризует отклонение зависимости $\bar{R}_{AW}(h_{3\%})$ от квадратичной. График $I_R(A, n)$ дан на рис. V.14.

Параметры C_R , κ_R и n определены по результатам испытаний японской серии, состоящей из восьми самоходных моделей судов современных типов ($\delta = 0,53 \div 0,80$; $L/B = 5,9 \div 6,5$; $B/T = 2,18 \div 4,18$). Эмпирические соотношения для C_R и κ_R следующие:

$$C_R = 6,2\rho g (1 - t_0) \left(\frac{L}{100}\right)^3 \left(\frac{\tau_{\Phi}}{10} \sqrt{g/T}\right)^3 \times \left(\frac{10B}{L} \delta\right)^{3/2} \frac{10T}{L} \left[1,0 - 1,05 \left(1 - \frac{\text{Fr}}{0,29}\right)^2\right]; \quad (V.32)$$

$$\kappa_R = \frac{0,17}{Fr} \left[\left(1,0 + 10 \frac{2\pi}{\tau_{\psi} \omega L} Fr \right)^{1/2} - 1 \right] + 0,19, \quad (V.33)$$

где τ_{ψ} — собственный период килевой качки, с.

Величина κ_R может быть вычислена также по формуле

$$\kappa_R = (1,2 - 0,1\alpha^{1/2}) - (2,9\alpha^{1/2} - 1,9) Fr, \quad (V.34)$$

где α — коэффициент полноты ватерлинии. В расчет вместо τ_{ψ} можно ввести продольный радиус инерции массы судна r_y по приближенному соотношению

$$(\tau_{\psi}/10) (g/T)^{1/2} = 2,35 (r_y/L) \alpha^{-1}. \quad (V.35)$$

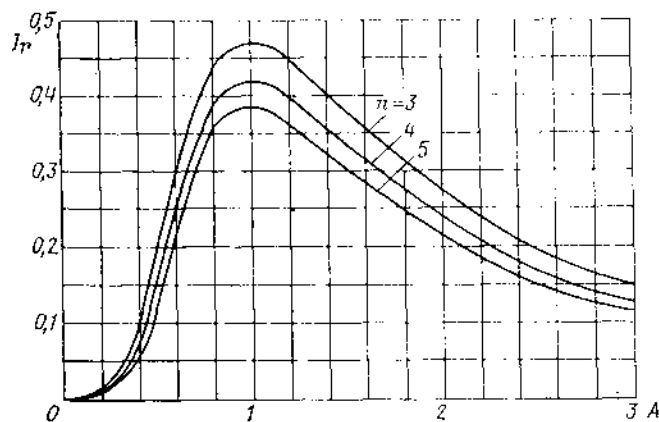


Рис. V.14. График для определения $I_R(A, n)$ при расчете \tilde{R}_{AW}^0 по формуле (V.31).

Величина n для условий встречного волнения оказывается в диапазоне от 3 до 5. Поскольку в этом диапазоне значений влияние n на функцию I_R невелико, рекомендуется принимать $n = 4$.

Среднее дополнительное сопротивление при произвольном курсовом угле встречи волн определяется по соотношению

$$\tilde{R}_{AW} = \kappa_{\beta} \tilde{R}_{AW}^0, \quad (V.36)$$

где \tilde{R}_{AW}^0 — сопротивление, рассчитанное для встречного волнения ($\beta_v = 180^\circ$) по формулам (V.31)–(V.35); κ_{β} — функция влияния курсового угла.

Для расчета κ_{β} в зависимости от угла β_v рекомендуются графики на рис. V.15, параметрами которых служат величины $\alpha = \frac{10h_{3\%}}{v^2} L$ и κ_R [25].

Второй способ. Величина R_{AW} определяется по результатам обработки данных серийных модельных испытаний, проведенных в Англии Муром и Мюрдзем. Серия составлена из моделей скоростных сухогрузных судов с коэффициентами $0,55 \leq \delta \leq 0,71$ и моделей танкеров и судов для навалочных грузов с большой полнотой обводов: $0,76 \leq \delta \leq 0,88$ (всего 42 модели). Носовая оконечность шести моделей была бульбообразной формы, остальные имели обычные носовые образования корпуса. На испытаниях измерялся средний упор на тихой воде, на регулярном и нерегулярном встречном волнении.

Используя обработку результатов этих экспериментов, можно рекомендовать следующую расчетную формулу:

$$\tilde{R}_{AW}^0 = \rho g (1 - t_0) (L/100)^3 (1/q_{\beta}^2) \{ A_0 + 100 (\delta - 0,5)^5 A_1 + A_2 (L/B) + A_3 (L/10T) + A_4 (x_c/10L) + 10A_5 (r_y/L) + B [A_6 + A_7 (L/10T)] + 10A_8 Fr \}, \quad (V.37)$$

где x_c — абсцисса центра величины судна, м;

$$B = \begin{cases} 1 & \text{при бульбовой форме носа судна;} \\ 0 & \text{при обычной форме носовой оконечности.} \end{cases}$$

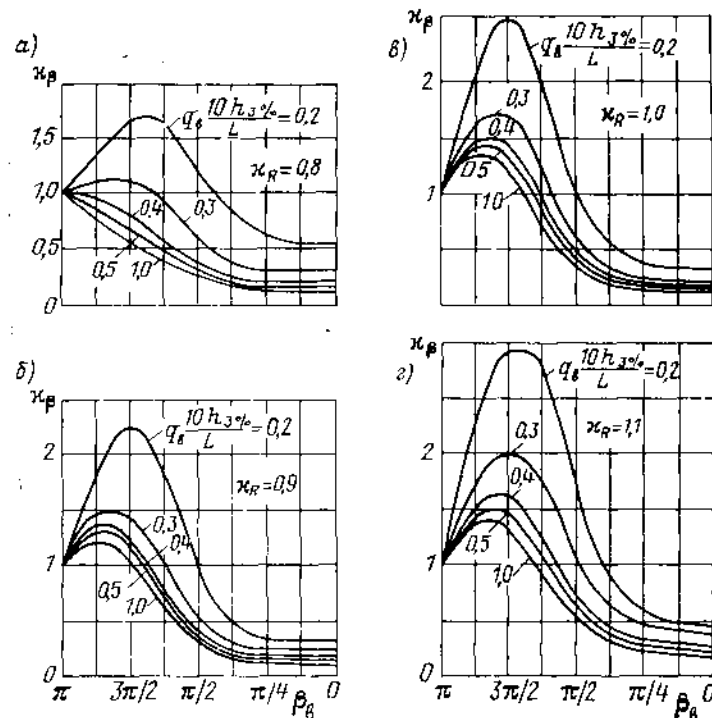


Рис. V.15. Графики для определения функции влияния курсового угла встречи волн.

Коэффициенты A_i в формуле (V.37) определяются в зависимости от $\alpha = q_{\beta} (10h_{3\%}/L)$ по аппроксимации экспериментальных данных

$$A_i = \sum_{m=1}^5 B_{im} \left(q_{\beta} \frac{10h_{3\%}}{L} \right)^m \quad (i = 0, 1, \dots, 8). \quad (V.38)$$

Коэффициенты B_{im} приведены в табл. V.2.

Для расчета \tilde{R}_{AW} при произвольном курсовом угле встречи волн рекомендуется использовать соотношение (V.36) и графики на рис. V.15. Входящая в формулу (V.37) составляющая, учитывающая влияние носового бульба, может быть выделена с целью дополнения расчета по первому способу.

i	m				
	1	2	3	4	5
0	13,1320	-103,7100	222,0600	-170,7800	44,9810
1	-1,6109	33,4420	-49,2910	35,4960	-9,9726
2	1,5981	-14,9000	7,8786	-0,6628	-0,0248
3	0,1151	6,5282	-7,6263	5,0745	-1,5133
4	-5,5428	48,5920	-74,5600	52,5470	-14,0310
5	-11,1200	98,9780	-152,0700	105,2500	-27,5260
6	-7,5139	51,6370	-58,0050	28,5910	-5,1947
7	2,0858	-16,2630	17,7170	-9,6519	2,2724
8	-8,8430	62,3330	-73,3620	37,0750	-6,7179

Сравнительные расчеты проводились для судна 60-й серии со следующими основными характеристиками: $L = 152,4$ м; $B = 21,8$ м; $T = 8,7$ м; $\delta = 0,70$; $r_{pl}/L = 0,25$; $B = 0$ при $Fr = 0,215$; $q_n = 1$. Дополнительное сопротивление $R_{dлв}$ на встречном нерегулярном волнении различной интенсивности определялось четырьмя способами (рис. V.16, а).

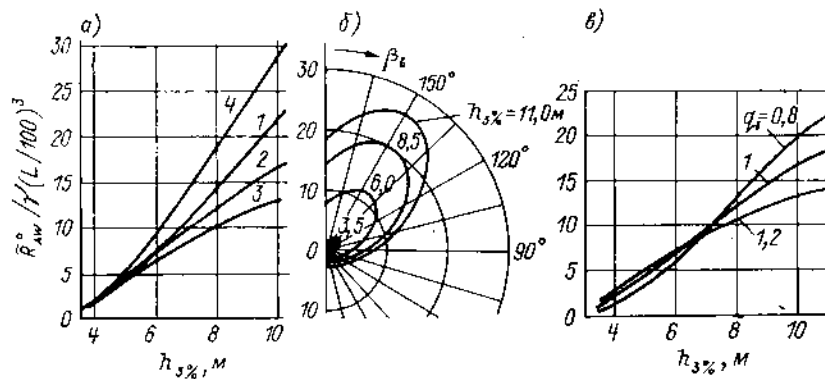


Рис. V.16. Результаты сравнительных расчетов $\tilde{R}_{dлв}$ для судна 60-й серии ($\delta = 0,70$): а — при различной высоте волн; б — при различных курсовых углах; в — при различной степени развитости волнения.

1 — непосредственно по экспериментальной функции Φ_R (6) на основе (V.3); 2 — по первому способу согласно (V.31)—(V.35); 3 — по второму способу согласно (V.37); 4 — по методике, рекомендованной в [7] третьего раздела.

Характер влияния курсового угла встречи волн согласно расчету по первому способу с учетом (V.36) показан на рис. V.16, б. На рис. V.16, в приведены результаты расчета по второму способу для различной степени развитости волнения.

Расчеты дают близкие к экспериментальным результаты применительно к условиям слабого и умеренного волнения. Для условий интенсивного волнения все эмпирические методы расчета могут иметь заметную погрешность. Характер распределения расчетного дополнительного сопротивления по курсовому углу соответствует наблюдаемому на опыте.

ИССЛЕДОВАНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ ВОДЫ ДВИЖЕНИЮ СУДОВ ПУТЕМ ИСПЫТАНИЙ МОДЕЛЕЙ

§ 22. РАСЧЕТНО-ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОПРОТИВЛЕНИЯ ВОДЫ ДВИЖЕНИЮ СУДА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ БУКСИРОВОЧНЫХ ИСПЫТАНИЙ

Гидромеханика пока еще не позволяет теоретически предсказать с требуемой для практики точностью кинематические и динамические характеристики потока вблизи поверхности судна и его сопротивление. Для количественных оценок этих характеристик используется модельный эксперимент.

Решение задачи моделирования гидродинамических характеристик при установившемся движении тел в жидкости требует наряду с условием геометрического подобия удовлетворения равенства числа Рейнольдса $Re = vL/\nu$ и Фруда $Fr = v/\sqrt{gL}$. При модельных испытаниях обычно не удается выполнить условие $Re_M = Re_n$, в особенности в случае движения тела вблизи свободной поверхности, когда необходимо одновременное удовлетворение и условия $Fr_M = Fr_n$; вследствие этого безразмерные коэффициенты исследуемых характеристик при переходе от модели к натуре не сохраняются постоянными. Расхождения между ними, создающие масштабный эффект, зависят от диапазона изменения немоделируемого критерия. Поэтому практические схемы прогнозирования гидродинамических характеристик натуральных объектов по результатам модельных испытаний, применяемые в гидромеханике судна, представляют собой схемы частичного моделирования.

Впервые метод определения сопротивления воды движению судна на основе результатов буксировочных испытаний геометрически подобной модели в опытовом бассейне был разработан в 70-х годах прошлого века В. Фрудом. Этот метод основан на предположении о возможности разделения полного сопротивления R на две независимые составляющие: сопротивление трения и остаточное сопротивление. Сопротивление трения R_F предполагается равным сопротивлению трения эквивалентной (имеющей ту же длину L и площадь смоченной поверхности Ω , что и модель или судно) гидродинамически гладкой пластины R_{F0} при турбулентном режиме течения в пограничном слое. Величина его оценивается расчетом с помощью зависимостей, основанных на теории пограничного слоя, — «экстраполяторов трения». Остаточное сопротивление R_R определяется по данным модельных буксировочных испытаний

$$R_R = R - R_{F0} \quad (VI.1)$$

Считается, что при равных числах Фруда коэффициенты остаточного сопротивления модели и натурального судна равны между собой

$$C_{RM} = C_{RN} \text{ при } Fr_M = Fr_n \quad (VI.2)$$

Таким образом, остаточное сопротивление пересчитывается по кубу масштаба, т. е.

$$R_{RN} = R_{RM} I^3 \quad (VI.3)$$

Испытания модели в опытовом бассейне выполняются в необращенном движении. В процессе опыта измеряется величина буксировочного сопротивления R и скорость буксировки модели v . В соответствии с принятыми предположениями поверхность модели должна быть гидродинамически гладкой, а течение в пограничном слое турбулентным. Вода в бассейне должна быть спокойной.

Модель для испытаний в опытовом бассейне обычно изготавливается из смеси парафина и натурального воска (90 : 10), что облегчает обработку ее поверхности и позволяет производить перделку модели при отработке обводов корпуса. Для обеспечения общей прочности предусматривают специальный деревянный набор — скелетон. Поверхность изготовленной модели полируют. Шероховатость поверхности не превосходит 10—15 мкм. Допускаемая волнистость поверхности вследствие ошибок при изготовлении модели составляет $2a \leq 0,2$ мм. Модели могут изготавливаться и

из дерева, поверхность их окрашивают и полируют. При необходимости испытаний в течение длительного времени (например, эталонных моделей) применяются пластмассовые модели.

Надежность результатов буксировочных испытаний в значительной мере зависит от правильного выбора размеров модели. Обеспечение устойчивого обтекания модели, более точного воспроизведения обводов корпуса и выступающих частей и размещения внутри модели экспериментального оборудования требует возможно больших ее размеров. Ограничение в размерах накладывает влияние на обтекание модели дна и стенок бассейна. Из-за стесненности потока увеличивается средняя скорость обтекания и, как следствие, сопротивление: сравнительно более сильное изменение местной скорости и давления в кормовой оконечности вызывает увеличение сопротивления давления вязкостной природы, особенно при наличии отрыва пограничного слоя в корме. При высоких относительных скоростях буксировки влияние дна и особенно

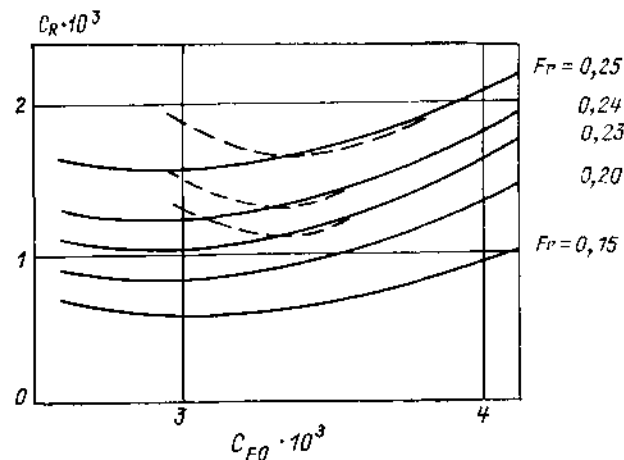


Рис. VI.1. Влияние ограниченности канала на остаточное сопротивление

— — — опытовый бассейн для испытания полноразмерных моделей ($H = 7$ м, $b = 15$ м); - - - малый опытовый бассейн ($H = 3$ м; $b = 6$ м).

стенок бассейна приводит к изменению характера волнообразования, посадки и ходового дифферента модели и к увеличению волновой составляющей сопротивления.

Степень изменения буксировочного сопротивления (рис. VI.1), по испытаниям масштабной серии моделей судна «Виктория» в бассейнах с различным поперечным сечением [37] из-за влияния дна и стенок канала определяется следующими данными: коэффициентом стесненности потока $m_1 = \omega_m / S_T$, где ω_m — площадь наибольшего сечения модели; S_T — площадь поперечного сечения бассейна, или коэффициентом $m_2 = V / (L S_T)$, где V — объемное водозащещение модели; соотношениями между шириной модели и бассейна B/b , осадкой модели и глубиной бассейна T/H ;

числами Фруда, рассчитанными по длине модели и глубине бассейна, Fr_m и Fr_H , числом Рейнольдса и формой обводов корпуса.

Для определения допустимых размеров модели при испытаниях в глубоководных бассейнах рекомендуются графики (рис. VI.2), разработанные Я. И. Войтунским [11]. Для приближенных оценок допустимых значений m_1 можно воспользоваться соотношением $m_1 \leq 0,006$ при $L \leq 0,8 \sqrt{S_T}$.

В соответствии с этими данными в современных крупных опытовых бассейнах длина моделей принимается равной $L = 6-7$ м. Иногда, например при испытании моделей крупнотоннажных танкеров, когда требуется обеспечить приемлемые раз-

меры моделей гребных винтов, возникает необходимость увеличения длины модели до $L = 8-10$ м. В этих случаях, а также при испытании моделей с необычными соотношениями главных размерений требуется учет ограниченности поперечного сечения бассейна.

Существует два подхода к оценке влияния ограниченности сечения канала: определение надбавки к сопротивлению ΔR или корректировка скорости обтекания модели v путем введения поправки Δv . На практике более распространен второй подход. Для определения поправки к скорости Δv при малых относительных скоростях буксировки могут быть использованы формула Шустера

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{m_1}{1 - m_1 - Fr_H} + (1 - P_V/R)^{2/3} Fr_H^{10} \quad (VI.4)$$

(второй член, учитывающий влияние мелководья при малых относительных скоростях, может быть в ней опущен) и формула Танигучи и Тамура

$$\Delta v/v = 1,1 m_1 (L/b)^{3/4}. \quad (VI.5)$$

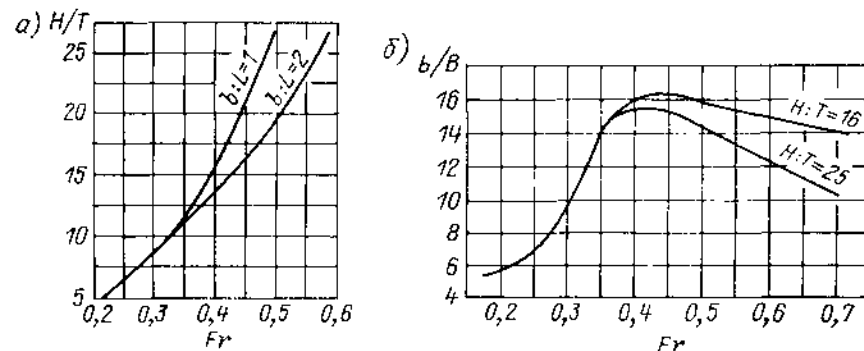


Рис. VI.2. Графики для определения допустимых размеров моделей при испытании в глубоководных бассейнах: а — влияние H/T ; б — влияние b/B .

Обе формулы учитывают лишь увеличение скорости потенциального потока из-за индукции границ. 13-й МКОб для приближенной оценки влияния ограниченности сечения канала рекомендована формула Скотта [88], учитывающая влияние стенок бассейна на волновое сопротивление,

$$\Delta v/v = k_1 (V/S_T^{2/3}) + k_2 (BL^2/S_T^{2/3}). \quad (VI.6)$$

Коэффициент k_1 определяется с помощью графиков (рис. VI.3). Коэффициент k_2 рассчитывается по формуле $k_2 = 2,4 (Fr - 0,22)$ при $0,22 < Fr < 0,38$; при $Fr < 0,22$ $k_2 = 0$.

Формула (VI.6) применима для моделей длиной $3,5 \text{ м} < L < 9 \text{ м}$ при отношении ширины бассейна к глубине $b/H = 2$.

Наиболее важной задачей методологии буксировочных испытаний является обеспечение идентичности режима течения в пограничном слое модели и природы. В натуральных условиях $Re = 10^8-10^9$ турбулентный режим течения вдоль всей поверхности корпуса обеспечивается естественным образом. При испытании модели в опытовом бассейне пограничный слой неоднороден: в носовой оконечности существуют участки ламинарного и переходного режимов течения.

Устойчивость трехмерного ламинарного пограничного слоя модели судна определяется не только Re и особенностями продольного распределения давления, но и в значительной мере зависит от поперечных градиентов давления. Профиль средней скорости в этом случае имеет пространственную форму (см. гл. III первого раздела) и развивающиеся в слое возмущения распространяются в различных направлениях по его толщине. В зависимости от условий обтекания переход может определяться

как потерей устойчивости профиля скорости основного u_x/v_0 , так и вторичного v_2/v_0 течения. Поэтому границы ламинарной области моделей судов имеют сложные очертания (рис. VI.4), а критические значения чисел Рейнольдса $Re_x = xL/v_0$, характеризующие максимальную протяженность x_L ламинарной области

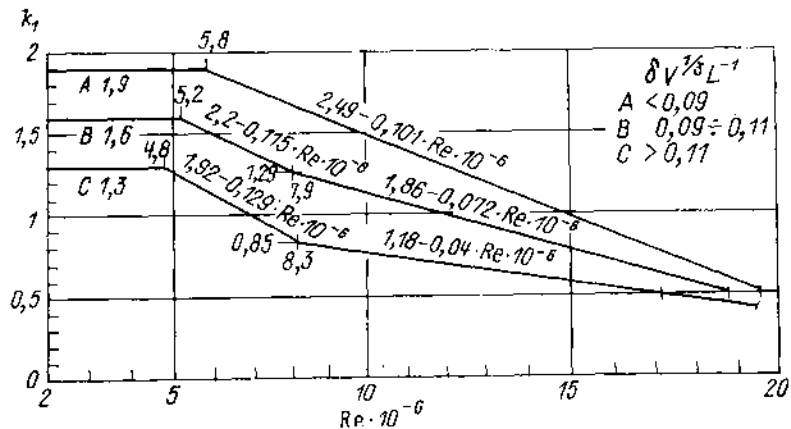


Рис. VI.3. Графики для определения коэффициента k_1 в формуле (VI.6).

(рис. VI.5), изменяются в достаточно широких пределах для судов различных обводов. При обтекании моделей судов острых обводов роль пространственных эффектов относительно невелика, и переход в пограничном слое определяется в основном продольным распределением давления. Наличие отрицательных градиентов давления в носовой оконечности в этом случае затягивает переход, и критические значения чисел Re_x (рис. VI.5) намного превосходят соответствующие значения для пластины.

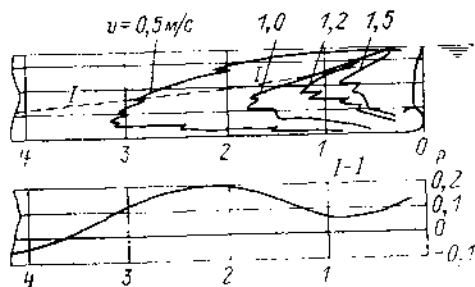


Рис. VI.4. Границы области ламинарного течения на модели судна.

Рис. VI.5. Критические значения числа Рейнольдса при буксировочных испытаниях полноразмерных моделей.

1 - $\delta = 0,582$; $L/B = 7,29$; U-образные носовые шпангоуты; 2 - $\delta = 0,582$; $L/B = 7,29$; V-образные носовые шпангоуты; 3 - $\delta = 0,582$; $L/B = 7,29$; бульбовые носовые шпангоуты; 4 - $\delta = 0,789$; $L/B = 6,61$; U-образные носовые шпангоуты; 5 - $\delta = 0,789$; $L/B = 6,61$; V-образные носовые шпангоуты; 6 - $\delta = 0,687$; $L/B = 7,17$; модель судна «Виктория».

По мере увеличения полноты носовой оконечности усиливается влияние пространственности течения. Во многих случаях профиль скорости вторичного течения, имеющий точку перегиба, теряет устойчивость раньше, и переход происходит при меньших числах Re_x . Этому отчасти способствует и характер изменения продольного рас-

пределения давлений при обтекании тел с затупленной носовой оконечностью. Вблизи свободной поверхности на переход в пограничном слое дополнительно оказывают влияние возмущения, возникающие от местного разрушения волнового профиля вблизи форштевня, в результате чего лачная от форштевня в поверхностных слоях обычно развивается клиновидная турбулентная область (см. рис. VI.4). Переходная область течения при испытании полноразмерных моделей ($L = 6 \div 8$ м) в диапазоне относительных скоростей, представляющем практический интерес, невелика. Однако в опытах с малыми моделями протяженность ее может достигать 15—25 %.

Вследствие неоднородности режима течения фактическое сопротивление трения моделей, даже предельно больших размеров, меньше турбулентного трения, принимаемого при анализе результатов буксировочных испытаний. Это приводит к ошибкам

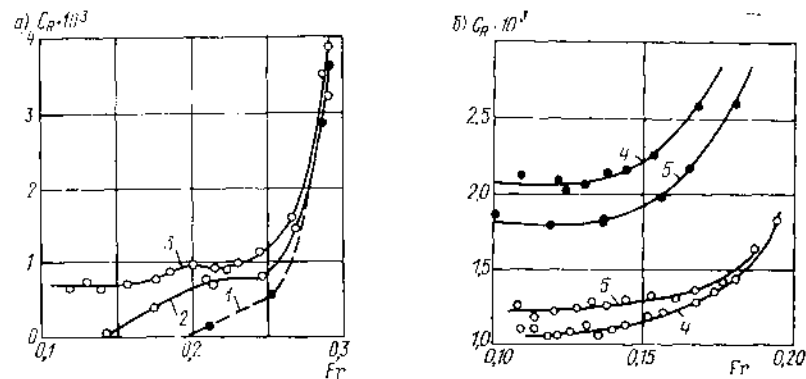


Рис. VI.6. Влияние ламинарного режима течения в носовой оконечности модели на результаты буксировочных испытаний: а — модель судна острых обводов ($\delta = 0,65$; $L = 5,0$ м); б — модель судна полных обводов ($\delta = 0,85$; $L = 7,0$ м).

1 — без турбулизатора; 2 — цилиндрические штифты $d = 3,0$ мм; $k = 2,5$ мм (по методике МКОВ); 3 — проволочный турбулизатор $d = 2,0$ мм; $x_L = 0,05 L$; 4 — проволочный турбулизатор $d = 2,0$ мм; $x_L = 0,075 L$ и $d = 1,0$ мм; $x_L = 0,025 L$; —●— цилиндрические шпангоуты, малый радиус закругления скули вдоль носового заострения; —○— цилиндрические шпангоуты, эллиптические носовые обводы.

в определении остаточного сопротивления и к недооценке буксировочного сопротивления судна. Рассчитанные по формуле $C_R = 2R_R / (\rho v^2 \Omega)$ коэффициенты остаточного сопротивления, особенно при малых числах Fr оказываются заниженными, а иногда принимают отрицательные значения (рис. VI.6, а). В случае испытаний моделей судов полных обводов, при обтекании которых возможен отрыв пограничного слоя в носовой оконечности, наличие ламинарного участка, наоборот, может вызвать увеличение сопротивления по сравнению с турбулентным обтеканием (рис. VI.6, б) подобно тому, как это наблюдается в опытах с шаром или цилиндром.

Стимулирование более ранней турбулизации течения в пограничном слое достигается применением различных мер искусственной турбулизации: созданием искусственных возмущений непосредственно в пограничном слое с помощью расположенных в носовой оконечности модели плохообтекаемых дискретных элементов или полосок с распределенной шероховатостью либо повышением степени начальной турбулентности набегающего потока. В опытовых бассейнах, как правило, применяются меры турбулизации первого типа. При разработке их решается задача о выборе формы и положения элементов, обеспечивающих переход в пограничном слое в заданном сечении по длине модели во всем представляющем практический интерес диапазоне скоростей буксировки при минимальных размерах и минимальном собственном сопротивлении. Данные об эффективности и величине сопротивления ΔR_T турбулизаторов различной формы, полученные Тагори [94] в результате экспериментального исследования искусственного перехода на крыловом профиле, представлены на рис. VI.7. В практике отечественных и ряда зарубежных опытовых бассейнов обычно

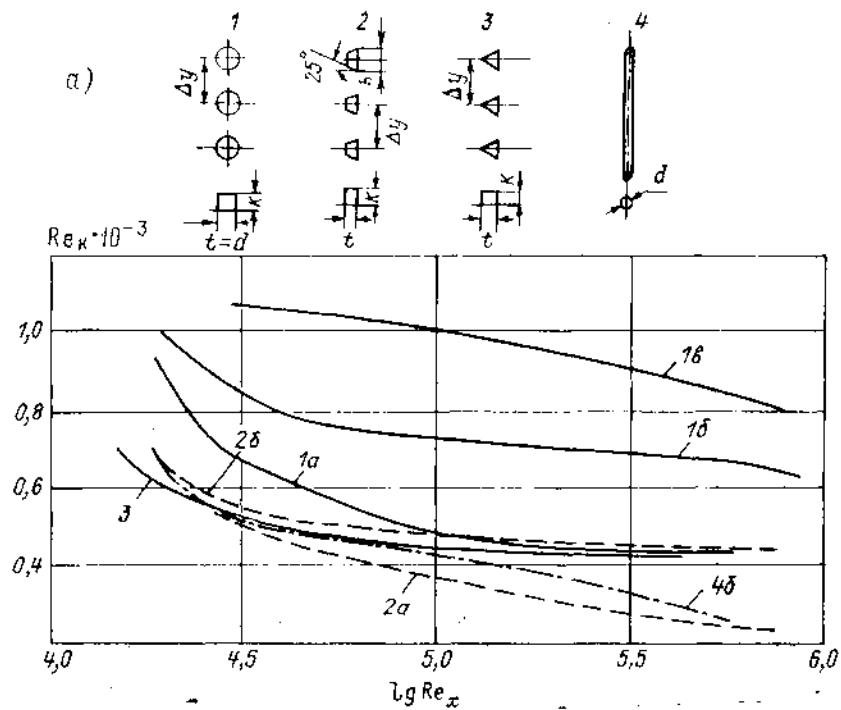


Рис. VI.7. Основные типы турбулизаторов, значения чисел Re_k , определяющие фиксацию перехода в пограничном слое в месте их установки (а) и коэффициент сопротивления турбулизаторов C_T (б).

Цилиндрические штифты: 1а — $k/d = 0,5$; 1б — $k/d = 1,0$; 1с — $k/d = 2,0$. Пластинчатые штифты: 2а — $k/b = 0,6$ ($k = 1,5$ мм; $b = 2,5$ мм; $t = 1,0$ мм); 2б — $k/b = 1,0$ ($k = 2,5$ мм; $b = 2,5$ мм; $t = 1,0$ мм). Треугольные штифты 3. Проволочные турбулизаторы: 4а — $d = 1,0$ мм; 4б — $d = 1,5$ мм. ω_m — площадь максимального поперечного сечения турбулизатора, $Re_k = v_k k / \nu$.

используются проволочные турбулизаторы, устанавливаемые по периметру носовых шпангоутов. Такие турбулизаторы обладают высокой эффективностью (рис. VI.7), однако и собственное сопротивление их сравнительно велико. Для безградиентного течения (продольное обтекание пластины) диаметр проволоки d , обеспечивающий переход в пограничном слое в месте ее установки, определяется из условий $Re_k = v_k d / \nu = 400$ или $gd/\nu = 900$ (g — скорость в ламинарном пограничном слое на расстоянии y от d ; ν — скорость буксировки модели). Иногда оптимальный диаметр и положение турбулизатора по длине тел различной формы находят методом проб.

Для выбора диаметра турбулизатора при испытании моделей судов могут быть использованы графики, показанные на рис. VI.8. На моделях судов острых образований и умеренной полноты обводов турбулизатор устанавливается, как правило, на расстоянии $x_t = 0,05L$. При наличии значительного подреза форштевня (суда ледового плавания) дополнительно устанавливается турбулизатор в конце подреза. На моделях с развитыми бульбами, вынесенными за носовую перпендикуляр, дополнительный турбулизатор (обычно меньшего диаметра, чем основной) располагается в районе нулевого шпангоута или максимальной толщины бульба.

Сопротивление турбулизатора AR_T при обработке результатов испытаний полноразмерных моделей обычно не учитывается, поскольку оно относительно невелико и отчасти компенсируется уменьшением трения AR_{FL} по сравнению с турбулентным за счет ламинарного течения на участке поверхности $A\Omega_L$, расположенном перед турбулизатором

$$\Delta C_{FL} [C_{FOI}(Re_L) - C_{FOL}(Re_L)] A\Omega_L \Omega, \quad (VI.7)$$

где $Re_L = x_k v / \nu$ — число Рейнольдса, вычисленное по средней протяженности ламинарной области.

При выполнении исследовательских работ и в особенности при испытании малых моделей ($L = 2-4$ м) такая оценка необходима. Надбавка к сопротивлению модели ΔC_d может быть рассчитана с помощью зависимости, полученной А. Ф. Пустошиным, и Р. С. Громовым,

$$\Delta C_d = \frac{AR_T}{\rho v^2 \Omega / 2} \quad (0,6 : 0,7) \frac{ld}{\Omega}, \quad (VI.8)$$

где l — длина турбулизатора.

Исследования пограничного слоя моделей судов [36] показывают, что в некоторой области, расположенной вниз по потоку за проволочным турбулизатором, касательные напряжения τ_0 превосходят получаемые в условиях естественного перехода вследствие более интенсивных пульсаций потока. Величина избыточного местного сопротивления трения модели Δc_f оценивается с использованием графиков зависимости $\Delta c_f = f(Re_x, \Delta x)$, показанных на рис. VI.9. Для моделей длиной $L \geq 5$ м этой надбавкой можно пренебречь.

Суммарная поправка ΔC_R , на величину которой должен быть уменьшен коэффициент остаточного сопротивления модели, равна

$$\Delta C_R = \Delta C_d - \Delta C_{FL}. \quad (VI.9)$$

Для моделей судов полных обводов по мере увеличения их полноты водозмещения турбулизатор целесообразно смещать в корму ($x_t = 0,075L$). Но при очень полной носовой оконечности и цилиндрических обводах обычное расположение турбулизатора может оказаться неэффективным ввиду возможности ламинарного отрыва в районе скулового закругления (перед турбулизатором). В этом случае более эффективны турбулизаторы в виде отдельных проволок, располагаемых в непосредственной близости к форштевню нормально поверхностям линий тока

(рис. VI.10) и стимулирующих потерю устойчивости вторичного потока. Это позволяет предотвратить возникновение ламинарного отрыва и одновременно существенно уменьшить сопротивление турбулизатора.

В зарубежных бассейнах получили распространение штифтовые (кнопочные) турбулизаторы. Штифты цилиндрической формы диаметром $d = 3,0$ мм и высотой

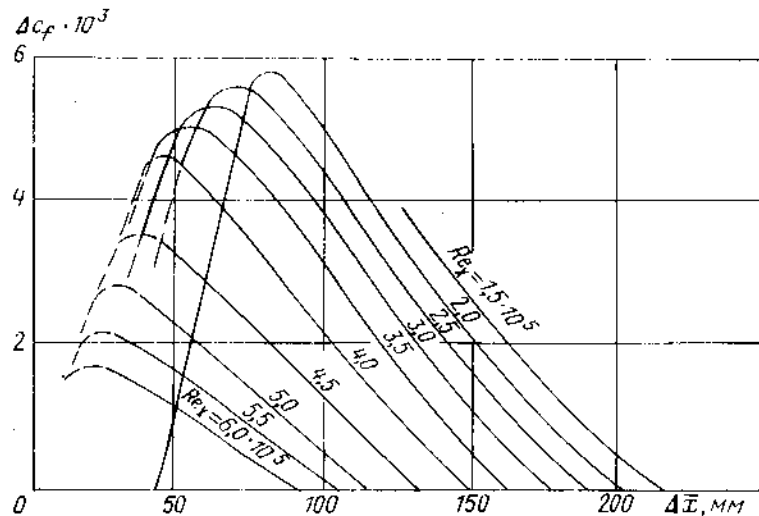


Рис. VI.9. Влияние проволочного турбулизатора на величину коэффициента избыточных касательных напряжений на поверхности модели $\Delta c_f = c_{fd} - c_f$.

c_{fd} — коэффициент касательного напряжения за турбулизатором; c_f — коэффициент касательного напряжения при турбулентном режиме течения; Δx — расстояние от турбулизатора.

$k = 2,5$ мм располагаются в непосредственной близости к форштевню на расстоянии Δx , зависящем от угла входа грузовой ватерлинии (рис. VI.11). Штифтовые турбулизаторы имеют меньшее собственное сопротивление (от 0,5 до 2,0 % от полного сопротивления модели), но они менее эффективны по сравнению с проволочными. В по-

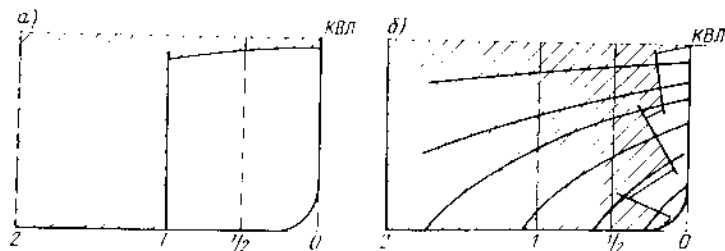


Рис. VI.10. Турбулизация пограничного слоя моделей судов различных типов: а — традиционное расположение проволочного турбулизатора; б — разрезной проволочный турбулизатор при испытании моделей с полными носовыми обводами.

следние годы предпринимаются попытки применения двухрядных цилиндрических штифтовых турбулизаторов, располагаемых в шахматном порядке, или пластинчатых штифтовых турбулизаторов (см. рис. VI.7).

При испытаниях в опытовом бассейне вода не остается невозмущенной. Помимо волнообразования, которое гасится с помощью бортовых и торцевых волногасителей, за моделью вдоль линии ее буксировки развивается вязкостный гидродинамический

след. В результате этого каждый последовательный пробег модели производится в условиях встречного течения, сохраняющегося в течение некоторого времени после возвращения модели в исходное положение. Остаточный поток может приводить к погрешностям при определении сопротивления, особенно при испытании моделей судов полных обводов, относительные скорости буксировки которых велики. С целью уменьшения этого неблагоприятного эффекта в отечественной практике устанавливаются оптимальные интервалы между пробегами (обычно 5—10 мин). Развитие гидродинамического следа приводит и к возникновению пульсационного движения жидкости. Стенка начальной турбулентности в крупных опытовых бассейнах составляет $\epsilon = 0,10 \pm 0,15$ % (при скорости движения модели $v \approx 1,0$ м/с). Ее наличие способствует турбулизации пограничного слоя модели, поэтому испытания рекомендуется проводить, начиная с более высоких скоростей.

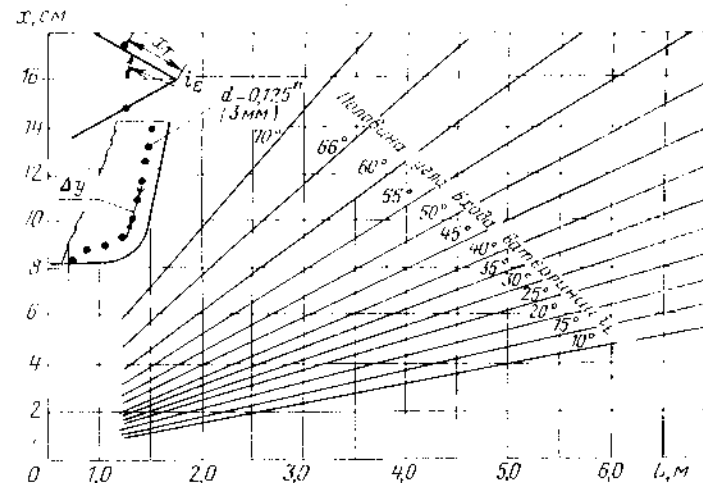


Рис. VI.11. Рекомендации МКОб по расположению на модели цилиндрических штифтовых турбулизаторов.

Для $\alpha \leq 10^\circ$ штифты устанавливаются как можно ближе к форштевню.

Помимо рассмотренных выше факторов дополнительно можно отметить некоторые вторичные эффекты. Вследствие возвратно-поступательного движения модели, а также из-за конвективного обмена, обусловленного нарушением температурного равновесия (рис. VI.12), в бассейне могут возникать довольно сложные мелкомасштабные циркуляционные течения. Среди вторичных эффектов могут иметь значение длиннопериодические волны, сохраняющиеся при некоторых опытах в течение длительного времени [60].

При буксировочных испытаниях не воспроизводится конструкция корпуса, расположенные выше грузовой ватерлинии, поэтому сопротивление воздуха не моделируется и измеренная сила сопротивления считается обусловленной гидродинамическими эффектами. При испытании моделей быстроходных катеров с целью исключения возможных погрешностей перед моделью на небольшом расстоянии от свободной поверхности устанавливается козырек (щиток).

Буксировочное усилие и принцип должно быть приложено в точке, соответствующей приложению упора. Отступление от этого требования при испытании моделей водоизмещающих судов не приводит к заметным ошибкам, но для моделей быстроходных катеров оно недопустимо.

Обычно буксировочные испытания включают испытания «голого корпуса» модели при различных условиях эксплуатации (судна с полным грузом и в балластном переходе), а также при водоизмещении, соответствующем заранее заданным условиям натурных испытаний.

Помимо буксировочного сопротивления измеряются посадка и ходовой дифферент модели, а кроме того, определяются линии тока в районе скудового закругления. Фиксируется температура воды в бассейне (до и после испытаний).

Для определения сопротивления выступающих частей R_{AP} дополнительно испытывается модель с выступающими частями, к числу которых относят все достаточно крупные конструкции, выходящие за пределы обводов корпуса (выкружки и крошечные гребные валы, гребные валы, рули, скуловые и вертикальные килы, приемники системы самопроточной циркуляции). Значение R_{AP} определяется согласно зависимости $R_{AP} = R_{в.ч} - R_{г.к}$.

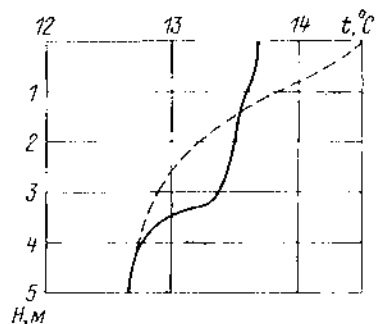


Рис. VI.12. Изменение температуры воды по глубине в опытном бассейне в процессе проведения испытаний.

до испытаний: — после испытаний.

Рис. VI.13. Результаты буксировочных испытаний.

1 — модель с выступающими частями (выкружки и два руля); 2 — «голый» корпус; 3 — надбавка на сопротивление выступающих частей C_{AP} .

В качестве примера на рис. VI.13 приведены результаты типовых буксировочных испытаний модели двухвального судна в виде зависимостей от числа F_r коэффициентов остаточного сопротивления «голого корпуса» и корпуса с выступающими частями, а также и надбавки на сопротивление выступающих частей

$$C_{AP} = \frac{R_{в.ч}}{\rho v^2 \Omega_{г.к}} - \frac{R_{г.к}}{\rho v^2 \Omega_{г.к}}, \quad (VI.10)$$

где $\Omega_{г.к}$ — площадь смоченной поверхности «голого корпуса».

§ 23. МЕТОДЫ ПЕРЕСЧЕТА СОПРОТИВЛЕНИЯ МОДЕЛИ НА НАТУРНОЕ СУДНО И ПРИМЕРЫ ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

В соответствии с принятыми в методе Фруда допущениями сопротивление судна R_H рассчитывается по формуле

$$R_H = R_{F0M} + \frac{\gamma_M}{\gamma_M} (R_{F0M} - R_{F0N}) \frac{1}{k^3} + R_{F0N} + \frac{\gamma_M}{\gamma_M} \frac{1}{k^3} R_{RM} \text{ при } v_N = v_M \sqrt{1/k}, \quad (VI.11)$$

где γ_M и γ_N — удельный вес пресной и соленой морской воды соответственно; $k = L_M/L_N$ — масштаб модели, индексы «н» и «м» обозначают соответственно натурное судно и модель.

Для определения сопротивления трения эквивалентной пластины R_{F0} Фрудом была предложена эмпирическая зависимость (II.1). В таком виде пересчет сопротив-

ления до середины 60-х годов применялся в большинстве европейских опытовых бассейнов.

С некоторыми изменениями методики Фруда и в настоящее время повсеместно используется опытовыми бассейнами. Пересчет обычно производится в виде безразмерных коэффициентов согласно формуле

$$C_H = C_M - [C_{F0}(Re_M) - C_{F0}(Re_N)] + C_{AP} + C_A = C_{F0}(Re_N) + C_{RM} + C_{AP} + C_A \text{ при } Fr_N = Fr_M, \quad (VI.12)$$

где C , C_{F0} и C_H — соответственно коэффициенты полного сопротивления, сопротивления трения эквивалентной технически гладкой пластины и остаточного сопротивления. $Re = vL/\nu$ — число Рейнольдса, рассчитанное по длине модели или судна (по действующей ватерлинии).

Поскольку схема пересчета, основанная на разделении полного сопротивления на две независимые между собой составляющие, относится лишь к сопротивлению воды собственно корпуса судна («голого корпуса»), при использовании ее вводятся дополнительные слагаемые, учитывающие сопротивление выступающих частей C_{AP} и так называемая надбавка на влияние шероховатости обшивки корпуса C_A .

Сопротивление выступающих частей корпуса судна определяется по данным модельных испытаний согласно (VI.10). Составляющая R_{AP} включает силы вязкостного происхождения и коэффициент ее C_{AP} должен изменяться при переходе от модели к натуре. С целью уменьшения влияния масштабного эффекта при пересчете сопротивления выступающих частей рекомендуется принимать значения C_{AP} , полученные при наибольшей скорости буксировки модели.

Введение надбавки C_A обусловлено как причинами физического, так и методологического характера. С помощью ее учитываются невоспроизводимые в условиях модельного эксперимента дополнительные сопротивления, вызванные влиянием шероховатости наружной обшивки корпуса, сопротивление воздуха надводной части судна и одновременно корректируются погрешности, обусловленные упрощениями предположениями, принятыми в методике пересчета сопротивления, связанные, главным образом, с недостаточно точным учетом масштабного эффекта вязкостных составляющих сопротивления. Надбавка C_A обычно назначается с использованием статистических данных для близких по типу и размерам судов, получаемых путем сопоставления прогнозируемой скорости судна и скорости, полученной при ходовых испытаниях, и поэтому отчасти учитывает также и масштабный эффект пропульсивных характеристик. Таким образом, надбавка на влияние шероховатости является, по существу, корреляционной поправкой, применяемой для приведения результатов пересчета буксировочных и самоходных испытаний к натурным условиям. Величина ее зависит от длины корпуса, формы обводов, принятого экстраполятора трения, числа F_r , а также от особенностей технологии строительства судна и т. п. В некоторых случаях она может принимать даже отрицательные значения. Применительно к отечественной практике [при использовании в качестве экстраполятора трения формулы (II.4)] значения C_A для характерных типов морских судов изменяются в следующих пределах:

$L, м$	C_A
50—150	$0,4 \cdot 10^{-3} - 0,3 \cdot 10^{-3}$
150—210	$0,2 \cdot 10^{-3}$
210—250	$0,1 \cdot 10^{-3}$
250—300	0
300—350	$-0,1 \cdot 10^{-3}$
350—450	$-0,2 \cdot 10^{-3}$

Значения надбавок C_A для речных судов изменяются в пределах:

для большегрузных судов внутреннего и смешанного плавания ($\delta \geq 0,8$; $F_r \leq \leq 0,2$) $C_A = (0,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-3}$;
для мелкосидящих речных судов и барж ($\delta \geq 0,82$; $F_r \leq 0,18$) $C_A = (0,7 \pm 1,0) \cdot 10^{-3}$, а при наличии волнистости или бухтиповатости обшивки $C_A = (0,9 \pm 1,2) \cdot 10^{-3}$. Подробные сведения о корреляционных надбавках, принимаемых в зарубежных опытовых бассейнах, содержатся в [22, 46].

В качестве примера в табл. VI.1 приведен расчет сопротивления и буксировочной мощности судна

$$R = C_{\rho v}^2 \Omega / 2; \quad (VI.13)$$

$$P_E = Rv = C_{\rho v}^2 \Omega / 2. \quad (VI.14)$$

В Советском Союзе температура воды в природных условиях принимается равной $t = 4^\circ\text{C}$; за рубежом пересчет обычно выполняется для $t = 15^\circ\text{C}$. Плотность морской воды принимается $\rho_H = 1025 \text{ кг/м}^3$.

Сопротивление пересчитывается для идеализованных условий: предполагается, что корпус судна свежоокрашен, влияние ветра и волнения пренебрежимо мало.

Для определения коэффициентов сопротивления трения эквивалентной пластины в опытовых бассейнах Советского Союза используется формула Прандтля—Шлихтинга (II.4).

В опытовых бассейнах США и ряда других стран получила распространение зависимость Шенхерра (II.3), известная как «кривая ATTC-17». Вследствие этого ве-

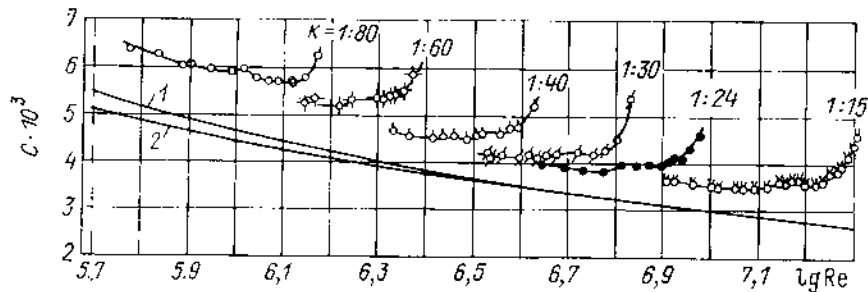


Рис. VI.14. Результаты буксировочных испытаний масштабной серии моделей судна типа «Виктория».

$V = 13\,020 \text{ м}^3$, $L = 135,3 \text{ м}$, $\delta = 0,67$, $L/B = 7,17$, $B/T = 2,18$. 1 — кривая ITTC; 2 — кривая Прандтля—Шлихтинга.

личны коэффициенты C_{F0} , используемых в качестве экстраполяторов трения в различных бассейнах, несколько различаются, особенно в диапазоне Re , соответствующих условиям модельных испытаний.

Наиболее существенным недостатком используемой в настоящее время методики пересчета сопротивления модели на натурное судно следует считать включение в остаточное сопротивление части сил вязкостной природы (сопротивления формы) и моделирование их по критерию гравитационного подобия без учета их зависимости от числа Re . Как видно из приведенных на рис. VI.14 результатов испытаний масштабной серии геометрически подобных моделей сухогрузного судна, коэффициенты остаточного сопротивления C_R заметно уменьшаются по мере увеличения длины модели, даже в сравнительно небольшом диапазоне чисел Re , соответствующем условиям модельного эксперимента. При переходе к натуре эти различия более выражены, особенно для судов полных обводов ($\delta \geq 0,80$).

При уточнении методики пересчета использован полученный с помощью теории турбулентного пограничного слоя вывод о том, что в случаях плоского и осесимметричного обтекания коэффициент вязкостного сопротивления подчиняется аффинной зависимости (II.24), т. е. $C_V = (1 + k) C_{F0}$.

Возможность применения этого соотношения для экстраполяции вязкостного сопротивления подтверждается результатами экспериментального исследования вязкостной составляющей сопротивления путем измерения характеристик потока в следе и данными испытаний дублированных моделей судов в области чисел Re , получаемых в лабораторных условиях.

При разработке стандартного экстраполятора трения пластины было установлено, что применяемые бассейнами экстраполяторы определяют слишком низкие

значения коэффициентов трения при числах $Re < 10^7$. Это иллюстрируется на рис. VI.15 результатами анализа масштабных серий [37] в предположении об аффинном изменении вязкостного сопротивления. Восьмой конференцией опытовых бассейнов (8-й МКОВ) была рекомендована зависимость, заданная кривой ITTC,

$$C_{F0} = 0,075 / (\lg Re - 2)^2. \quad (VI.15)$$

Эта формула не имеет физического обоснования, но обеспечивает согласование результатов буксировочных испытаний в больших и малых бассейнах.

Формула (VI.15) принята в качестве стандартной при проведении совместных работ странами СЭВ и СФРЮ.

В уточненной методике прогнозирования сопротивления судна по данным модельных испытаний, рекомендованной 15-й МКОВ, использован принцип разделения сопротивления на две независимые составляющие R_V и R_W :

$$C = C_{V0}(Re) + C_{W0}(Fr) = (1 + k) C_{F0} + C_{W0}. \quad (VI.16)$$

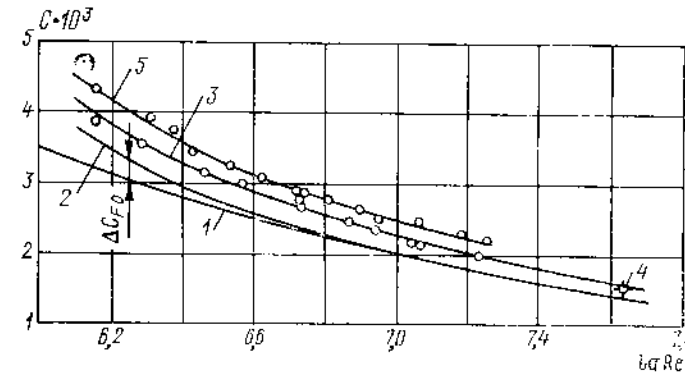


Рис. VI.15. Анализ вязкостного сопротивления масштабных серий судов.

1 — кривая коэффициента сопротивления трения пластины по формуле Прандтля—Шлихтинга C_{F0} ; 2 — откорректированная кривая сопротивления трения пластины $C_{F0}' = C_{F0} + \Delta C_{F0}$; 3 — вязкостное сопротивление серии моделей судна «Виктория»; 4 — то же по данным буксировочных испытаний дублированной модели; 5 — вязкостное сопротивление серии моделей судна «Виктория»; ΔC_{F0} — поправка к кривой Прандтля—Шлихтинга (по данным анализа результатов испытаний масштабных серий).

Под расчетным вязкостным сопротивлением C_{V0} понимается буксировочное сопротивление при малых числах Fr , когда влияние водообразования на сопротивление судна пренебрежимо мало. Предполагается, что вязкостное сопротивление C_{V0} не зависит от чисел Fr . Коэффициент пропорциональности k в (VI.16), учитывающий влияние формы на вязкостное сопротивление, определяется по данным буксировочных испытаний модели в «довольно узком» диапазоне чисел (рис. VI.16) как отношение

$$k = (C - C_{F0}) / C_{F0}. \quad (VI.17)$$

Такой способ определения вязкостного сопротивления требует обеспечения надежной турбулизации пограничного слоя модели при малых скоростях буксировки. Если результаты буксировочных испытаний в области доволновых чисел Fr не вполне надежны, коэффициент k может быть найден по сопротивлению модели, измеренному при несколько более высоких числах Fr с помощью зависимости

$$k = [(C - C_W) / C_{F0}] - 1, \quad (VI.18)$$

где $C_W = a Fr^n$ — коэффициент волнового сопротивления [83]. Показатель степени $n = 4$ в случае $\delta \leq 0,75$ и $n = 6$, если $\delta > 0,75$. Коэффициенты a и k определяются методом наименьших квадратов по данным измерений буксировочного сопротивления в диапазоне малых чисел Fr .

Таблица VI.1. Расчет сопротивления и буксировочной мощности судна по схеме (VI.12)

$v_{s,y3}$	$v, \text{ м/с}$	$v^2, \text{ м}^2/\text{с}^2$	Fr	$C_R \cdot 10^3$ (по данным испытаний)	Re	$C_{F0} \cdot 10^3$	$C \cdot 10^3 = (C_{F0} + C_R + C_{AP} + C_A) \cdot 10^3$	$R = C \frac{\rho v^2}{2} \frac{\Omega}{\text{кН}}$	$P_E, \text{ кВт}$
13,0	6,69	44,76	0,135	0,92	$1,04 \cdot 10^9$	1,563	2,483	829,9	5 552
14,0	7,20	51,84	0,146	0,97	$1,12 \cdot 10^9$	1,549	2,519	975,5	7 021
15,0	7,72	59,60	0,156	1,04	$1,20 \cdot 10^9$	1,535	2,575	1146	8 848
15,5	7,98	63,68	0,161	1,09	$1,24 \cdot 10^9$	1,529	2,619	1245	9 939
16,0	8,23	67,73	0,166	1,15	$1,28 \cdot 10^9$	1,523	2,673	1352	11 128
16,5	8,49	72,08	0,172	1,24	$1,32 \cdot 10^9$	1,517	2,757	1484	12 600
17,0	8,75	76,56	0,177	1,42	$1,36 \cdot 10^9$	1,512	2,932	1676	14 669

Примечание: $V = 117 700 \text{ м}^3$; $L \cdot W \cdot L = 250 \text{ м}$; $T = 14,5 \text{ м}$; $\Omega = 14 570 \text{ м}^2$; $\delta = 0,816$; $t = 4^\circ \text{C}$; $\rho = 1 025 \text{ кг/м}^3$;
 $\nu = 1,61 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $C_{AP} = 0,05 \cdot 10^{-3}$; $C_A = -0,05 \cdot 10^{-3}$

Таблица VI.2. Расчет сопротивления и буксировочной мощности судна (методика МКОБ)

$v_{s,y3}$	$v, \text{ м/с}$	$v^2, \text{ м}^2/\text{с}^2$	Fr	$C_{W0} \cdot 10^3$ (по данным испытаний)	Re	$C_{F0} \cdot 10^3$	$C_{V0} \cdot 10^3 = C_{F0} \times (1+k) \cdot 10^3$	$C \cdot 10^3 = (C_{V0} + C_{W0} + C_{AP} + C_{AA} + \Delta C_F) \cdot 10^3$	$R = C \frac{\rho v^2}{2} \frac{\Omega}{\text{кН}}$	$P_E, \text{ кВт}$
13,0	6,69	44,76	0,135	0,07	$1,04 \cdot 10^9$	1,563	1,990	2,416	807,5	5 402
14,0	7,20	51,84	0,146	0,13	$1,12 \cdot 10^9$	1,549	1,972	2,458	951,6	6 852
15,0	7,72	59,60	0,156	0,20	$1,20 \cdot 10^9$	1,535	1,954	2,510	1117	8 625
15,5	7,98	63,68	0,161	0,26	$1,24 \cdot 10^9$	1,529	1,946	2,562	1218	9 723
16,0	8,23	67,73	0,166	0,32	$1,28 \cdot 10^9$	1,523	1,939	2,615	1323	10 886
16,5	8,49	72,08	0,172	0,41	$1,32 \cdot 10^9$	1,517	1,931	2,697	1452	12 326
17,0	8,75	76,56	0,177	0,61	$1,36 \cdot 10^9$	1,512	1,925	2,891	1653	14 464

Примечание: $V = 117 700 \text{ м}^3$; $L \cdot W \cdot L = 250 \text{ м}$; $T = 14,5 \text{ м}$; $\Omega = 14 570 \text{ м}^2$; $t = 4^\circ \text{C}$; $\rho = 1 025 \text{ кг/м}^3$; $\nu = 1,61 \text{ м}^2/\text{с}$;
 $\delta = 0,816$; $k = \left(\frac{C_{10} - C_{F0}}{C_{F0}} \right) = 0,273$; $C_{AP} = 0,05 \cdot 10^{-3}$; $C_{AA} = 0,06 \cdot 10^{-3}$; $\Delta C_F = 0,246 \cdot 10^{-3}$.

Коэффициент C_{W0} в формуле (VI.16), характеризующий «расчетное» волновое сопротивление, помимо составляющей C_W , обусловленный развитием гравитационных волн, может включать сопротивление от разрушения носовой подпорной волны C_{WB} , брызговое сопротивление C_S , а также некоторую надбавку ΔC_{W0} , учитывающую изменение вязкостной составляющей в зависимости от Fr :

$$C_{W0} = C_W + C_{WB} + C_S + \Delta C_{W0} \quad (\text{VI.19})$$

В окончательную формулу пересчета в дополнение к рассмотренным выше составляющим вводятся поправки, учитывающие сопротивление выступающих частей C_{AP} , сопротивление воздуха C_{AA} и увеличение вязкостного сопротивления в результате влияния шероховатости корпуса ΔC_F для некоторых стандартных условий:

$$C_{11} = (1+k) C_{F0} + C_{W0} + C_{AP} + C_{AA} + \Delta C_F \quad \text{при } Fr_{11} = Fr_M \quad (\text{VI.20})$$

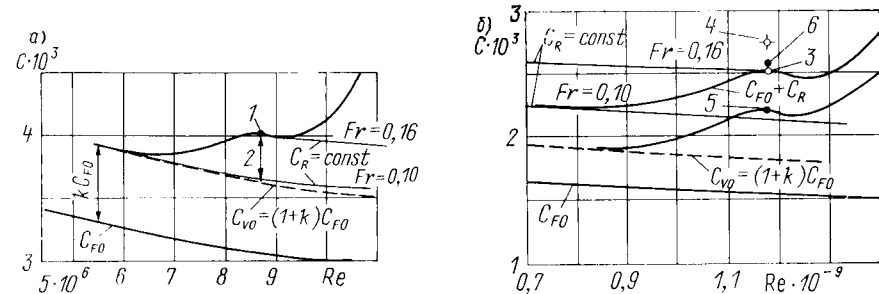


Рис. VI.16. Сравнительные результаты пересчета коэффициента сопротивления модели танкера на натуре по традиционному методу Фруда и по методике МКОБ: а — модель; б — натура.

1 — полное сопротивление модели C ; 2 — расчетное волновое сопротивление C_{W0} ; 3 — пересчет сопротивления на натуре по методу Фруда (гладкий корпус); 4 — пересчет с учетом сопротивления выступающих частей C_{AP} и надбавки на влияние шероховатости — C_A ; 5 — пересчет сопротивления на натуре по методике МКОБ (гладкий корпус); 6 — пересчет с учетом выступающих частей C_{AP} , сопротивления воздуха C_{AA} и шероховатости поверхности корпуса ΔC_F .

Для расчета трения пластины рекомендована формула (VI.15), но могут применяться и экстраполяторы (II.3), (II.4). Для определения коэффициента сопротивления воздуха (в штилевых условиях), отнесенного к площади смоченной поверхности, предлагается приближенная зависимость

$$C_{AA} = \frac{R_{AA}}{\rho v^2 \Omega / 2} = \frac{F_T}{\Omega} 10^{-3}, \quad (\text{VI.21})$$

где F_T — проекция площади поперечного сечения надводной части корпуса на плоскость мидель-шпангоута. В случае необходимости более точного определения C_{AA} могут быть использованы данные, приведенные в § 11, либо результаты продувок в аэродинамической трубе. Сопротивление выступающих частей C_{AP} , как и в традиционном методе пересчета, определяется непосредственно по данным модельных испытаний без учета масштабного эффекта. Надбавка на влияние шероховатости обшивки корпуса рассчитывается с помощью приближенной статистической зависимости

$$\Delta C_F = [105 (k_6/L)^{1/3} - 0,64] 10^{-3}, \quad (\text{VI.22})$$

справедливой для свежескрашенного корпуса (высота бугорков шероховатости $k_6 = 150 \cdot 10^{-6} \text{ м}$).

Изложенная уточненная методика пересчета сопротивления модели на натуре судно обеспечивает более надежное предсказание сопротивления судна и позволяет правильно оценить роль отдельных составляющих в натуральных условиях.

Типовая схема пересчета по ней дана в табл. VI.2. Показанные на рис. VI.16 сопоставительные результаты пересчета «голого корпуса» модели танкера указывают на завышение сопротивления судна при применении метода Фруда и объясняют необходимость введения очень малых или даже отрицательных поправок на влияние шероховатости для судов полных обводов.

Методика МКОБ не вполне строга при моделировании сопротивления двух- и многоосных судов из-за возможного масштабного эффекта сопротивления выступающих частей $C_{Др}$, величина которого может составлять 15–25% коэффициента вязкостного сопротивления корпуса.

Трудности моделирования сопротивления выступающих частей обусловлены малыми их размерами, т. е. малыми значениями числа Re и разнообразием их формы.

Используя типичные плоские сечения, коэффициент сопротивления выступающих частей можно записать в виде

$$C_{Др} = \frac{R_{Др}}{\rho v^2 \Omega / 2} = \frac{1}{\Omega} \sum_{i=1}^n \left[\int_0^{l_i} C_{x_i} \frac{v_x^2(y)}{v^2} b_i dy \right] + AC_{Др}, \quad (VI.23)$$

где $C_{x_i}(Re)$ — коэффициент вязкостного сопротивления сечения i -го элемента; $v_x(y, Re)$ — скорость течения потока в месте разложения конструктивного элемента; $b_i(y)$ — хорда сечения элемента на расстоянии y от поверхности корпуса; $AC_{Др}$ — изменение вязкостного сопротивления из-за перераспределения давления по корпусу в месте установки выступающих частей; $Re(y) = b_i v_x / \nu$.

Вязкостное сопротивление сечений конструктивных элементов, установленных по потоку, при турбулентном режиме течения (в натуральных условиях $Re = 10^7 \pm 10^8$) может быть определено с помощью приближенных зависимостей (II.20) или графиков (рис. II.10). Анализ поправок на сопротивление выступающих частей и данные теоретических и экспериментальных исследований сопротивления крыловых профилей приводят к заключению о наличии протяженных ламинарных и переходных участков в пограничном слое их моделей. В этом случае может существенно увеличиваться сопротивление вследствие отрыва ламинарного пограничного слоя. Возможные пределы изменения сопротивления различных выступающих частей и характерные диапазоны Re показаны на рис. VI.17. Слишком малые размеры моделей выступающих частей и малые числа Re практически исключают эффективное применение средств искусственной турбулизации.

Если явления отрыва нет и сопротивление выступающих частей определяется силами трения, то, учитывая увеличение средней скорости течения по потоку на 5–8% из-за уменьшения в натуре относительной толщины пограничного слоя корпуса $\delta = \delta^*$, а также влияние на сопротивление их шероховатости, можно предположить, что масштабный эффект $R_{Др}$ не будет значительным. В случае установки выступающих частей под некоторым углом к течающему потоку и возникновения при их обтекании продольных вихрей дополнительное индуктивное сопротивление также не имеет значительного масштабного эффекта.

Методика МКОБ не вполне применима и для прогнозирования сопротивления судов, при обтекании корпуса которых возможен отрыв пограничного слоя в корме или образование интенсивных скуловых вихрей. В этом случае для вязкостного сопротивления не характерно свойство аффинности. Поэтому при пересчете сопротивления судов острых обводов с погруженным транцем (лихтеровозов, речных буксиров-толкачей) более обоснованно применение традиционного метода Фруда. Традиционный метод предпочтителен и для речных судов с полными кормовыми обводами в условиях движения их на выраженном мелководье, когда сопротивление, вызванное отрывом, составляет большую часть сопротивления формы. Роль кормового отрыва в вязкостном сопротивлении современных морских транспортных судов с высокими коэффициентами полноты водозмещения ($\delta > 0,80$) незначительна; доля сопротивления от скуловых вихрей R_I также, как правило, невелика. Хотя закон изменения $C_f(Re)$ не установлен, можно полагать, что пересчет сопротивления таких судов по формуле (VI.16) не приведет к большим ошибкам.

При прогнозировании сопротивления плохообтекаемых плавучих средств, когда сопротивление, обусловленное отрывом, и волновое сопротивление составляют ос-

повную часть сопротивления, а потери на трение относительно невелики, принимается предположение о постоянстве коэффициента полного сопротивления $C_{П} = C_{М}$ при $Re_{П} = Re_{М}$. Тогда сопротивление судна

$$R_{П} = C_{М} (\rho_{П} v_{П}^2 / 2) V_{П}^{2,3} \text{ при } v_{П} = v_{М} \sqrt{L_{П} / L_{М}}, \quad (VI.24)$$

т. е. полное сопротивление пересчитывается по кубу масштаба

$$R_{П} = (L_{П}^3) R_{М} (\rho_{П} / \rho_{М}) \text{ при } v_{П} = v_{М} \sqrt{L_{П} / L_{М}}, \quad (VI.25)$$

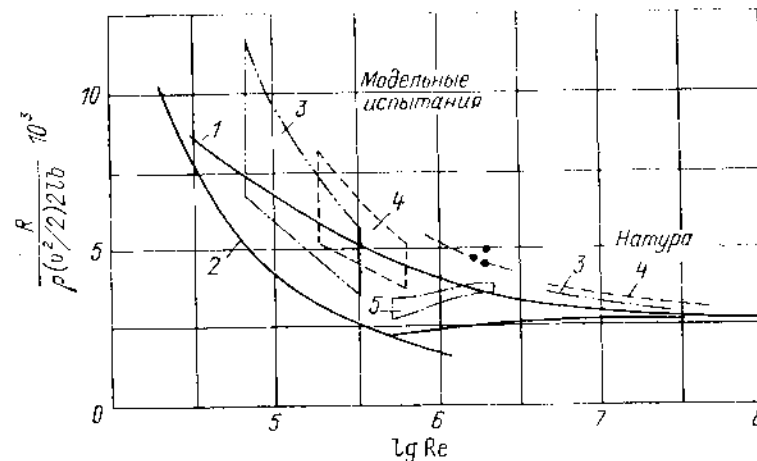


Рис. VI.17. Пределы изменения коэффициентов сопротивления различных типов «изолированных» выступающих частей при модельных испытаниях и в натуре.

1 — кривая турбулентного трения пластины [формула (II.1)]; 2 — кривая ламинарного трения пластины; 3 — пределы изменения вязкостного сопротивления лапы крошителей при числах Re , соответствующих условиям буксировочных испытаний и натурным условиям (в однородном потоке); 4 — то же руля; 5 — то же выкружки; ● — результаты продувок изолированных моделей рулей в аэродинамической трубе.

В качестве характерной площади принимают площадь максимального поперечного сечения $\omega_{М}$ либо объемное водозмещение $V^{2,3}$. При модельных испытаниях плохообтекаемых тел должен быть обеспечен закритический режим обтекания.

Если плохообтекаемое тело движется с малыми скоростями или глубоко погружено под свободной поверхностью (волнообразование пренебрежимо мало), то его сопротивление автомобильно и

$$R_{П} = (1/\kappa^3) R_{М} (v_{П}^2 / v_{М}^2) (\rho_{П} / \rho_{М}), \quad (VI.26)$$

Формула (VI.26) может быть применена и для определения сопротивления воздуха $R_{Др}$ по данным испытаний модели судна в аэродинамической трубе.

§ 24. МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОСТАВЛЯЮЩИХ СОПРОТИВЛЕНИЯ

В практике работы опытовых бассейнов наряду с буксировочными испытаниями применяются экспериментальные методы непосредственного определения составляющих сопротивления: вязкостного $R_{В}$, сопротивления, обусловленного развитием скуловых вихрей R_I , и волнового $R_{ИВ}$.

Экспериментальное определение вязкостного сопротивления. Применение закона количества движения к объему жидкости, ограниченному стенками бассейна,

свободной поверхностью воды и поперечными плоскостями S_0 и S (рис. VI.18) дает следующее соотношение для полного сопротивления:

$$R = R_{\text{в}} + R_{\text{в}} = \int_{S_0} (p_0 + \rho v_{\infty}^2) dS + \int_S (p + \rho v_x^2) dS. \quad (\text{VI.27})$$

С целью исключения из полного сопротивления волновой составляющей рассматривается условное потенциальное течение, характеристики которого (v_{x1}, v_{y1}, v_{z1} и p_1) вне пограничного слоя и вязкостного следа за моделью совпадают с характеристиками исследуемого потока (v_x, v_y, v_z и p). Такое течение может быть построено, если в следе разместить систему источников, создающих волновое сопротивление $R_{\text{в1}}$ и тягу $R_{\text{в1т}}$:

$$R_{\text{в1т}} + R_{\text{в1}} = \int_{S_0} (p_0 + \rho v_{\infty}^2) dS + \int_S (p_1 + \rho v_{x1}^2) dS. \quad (\text{VI.28})$$

Предполагается, что волновое сопротивление этих источников $R_{\text{в1т}} = R_{\text{в1}}$.

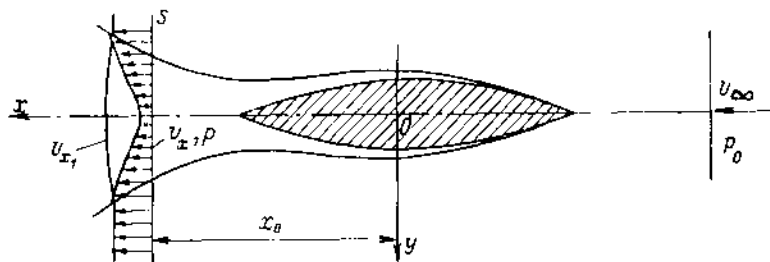


Рис. VI.18. Схема экспериментального определения вязкостного сопротивления

Дополнительно полагая, что в пределах вязкостного следа $p = p_1$, исключая в (VI.28) скорость v_{x1} с помощью уравнения Бернулли и пренебрегая квадратами поперечных скоростей, получаем

$$C_{\text{в}} = \frac{R_{\text{в}}}{(\rho/2) v_{\infty}^2 \Omega} = \frac{2}{\Omega} \int_S |\Delta \bar{H} \cdot (1 - \sqrt{\Delta \bar{p}} - i \sqrt{1 - \Delta \bar{H} \Delta \bar{p}})| dS, \quad (\text{VI.29})$$

где $\Delta \bar{H} = (H_0 - H)/(r/2) v_{\infty}^2$ — потеря полного напора в вязкостном следе, $H_0 = p_0 + (\rho/2) v_{\infty}^2$, а $H = p + (\rho/2) v^2$ (где $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$); $\Delta \bar{p} = (p - p_0)/(r/2) v_{\infty}^2$ — перепад давления, определенный с помощью трубки Пито—Прандтля или многоточечного зонда. Выражение для коэффициента вязкостного сопротивления $C_{\text{в}}$ в форме (VI.29) получено О. П. Орловым [30] и Шарма [90]. Несмотря на ряд предположений, найденное таким способом вязкостное сопротивление хорошо согласуется с результатами буксировочных испытаний.

Для обеспечения приемлемой точности результатов обычно требуется определить величину полного напора \bar{H} и давления \bar{p} в 300—400 точках в пределах сгущенной струи. Поскольку измерения характеристик потока в непосредственной близости к поверхности воды ненадежны и поэтому необходима экстраполяция результатов, дополнительно в процессе испытаний следует фиксировать волновой профиль $\xi_{\text{в}}(y)$ в исследуемом сечении x_0 . Характерные эюры потери полного напора $\Delta \bar{H}(y)$ для судов различных типов, которые, как видно из формулы (VI.29), определяют основную часть исследуемого сопротивления, показаны на рис. VI.19. Для судов острых обводов они имеют такую же форму, как и при обтекании крылового профиля. При обтекании моделей танкеров с достаточно высокими коэффициентами полноты водонизмещения δ , а также быстроходных контейнерных судов эюры $\Delta \bar{H}(y)$ вблизи свободной поверхности имеют «стрехостровную» форму (рис. VI.19, б, в). Центральная их часть ω

обусловлена вязкостными потерями; боковые ветви эюры ω_1 характеризуют дополнительные потери напора, вызванные образованием турбулентного следа при разрушении волнового профиля (подпорной волны в носовой оконечности танкера или брызговой пелены на модели контейнерного судна, рис. VI.20). Таким образом, измерение характеристик потока в следе за моделью позволяет определить не только вязкостное сопротивление тела, движущегося по поверхности жидкости, но и некоторые составляющие сопротивления, связанные с влиянием свободной поверхности: сопротивление от разрушения подпорной волны, брызговое сопротивление. Метод позволяет также оценить зависимость от числа Fr составляющей вязкостного сопротивления, обусловленной отрывом потока при обтекании транца (см. рис. II.35).

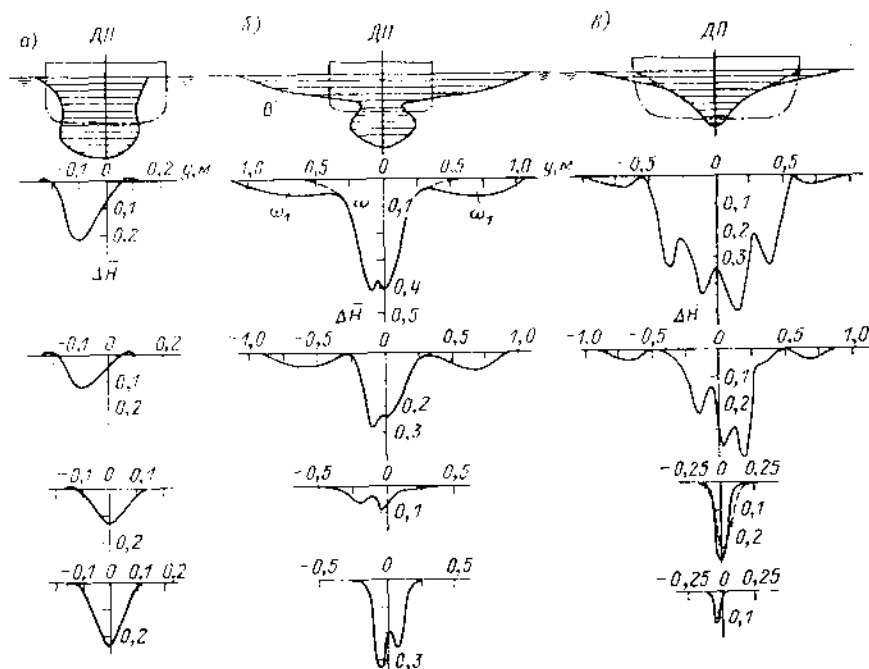


Рис. VI.19. Распределение потери полного напора $\Delta \bar{H}(y)$ на различных заглублениях в следе за моделью: а — быстроходное судно ($\delta = 0,60$; $Fr = 0,27$); б — танкер типа «София» ($\delta = 0,756$; $Fr = 0,25$); в — контейнерное судно ($\delta = 0,554$; $Fr = 0,325$). Заглубления (сверху вниз): 0; 0,25 T; 0,5 T; T.

T — осадка модели; B — границы области потери полного напора.

Экспериментальное определение индуктивного сопротивления от скуловых вихрей. Методы определения составляющей индуктивного сопротивления, вызванной образованием скуловых вихрей R_i , основываются на использовании теоремы энергии и результатов экспериментального исследования поля тангенциальных скоростей в следе за моделью судна.

Согласно теореме о кинетической энергии работа сил индуктивного сопротивления модели равна изменению кинетической энергии жидкости E за единицу времени и работе сил давления

$$R_{\text{ид}} = v \int_S \rho \frac{v_{\theta}^2}{2} dS + \int_S v_x \left(p \frac{v_{\theta}^2}{2} + p \right) dS. \quad (\text{VI.30})$$

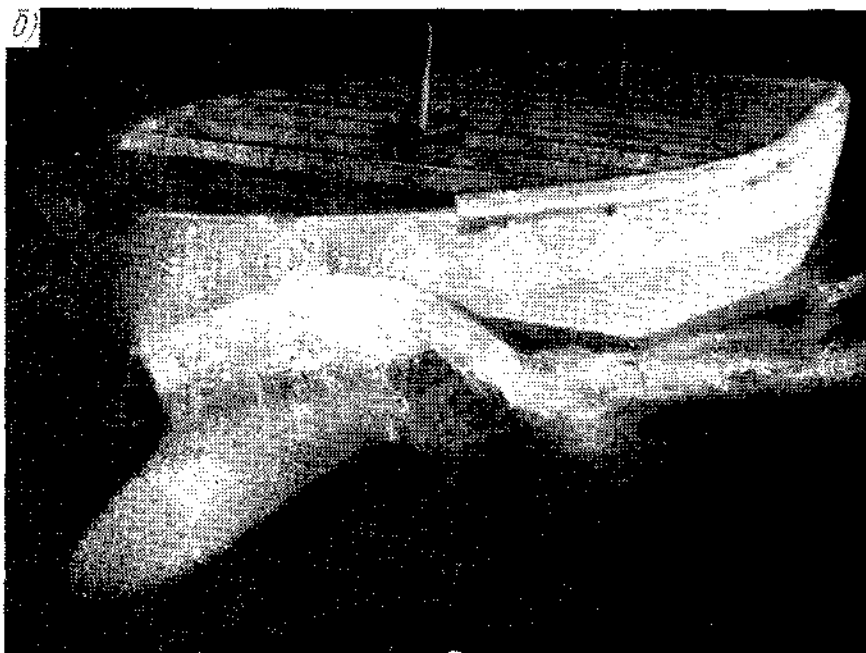
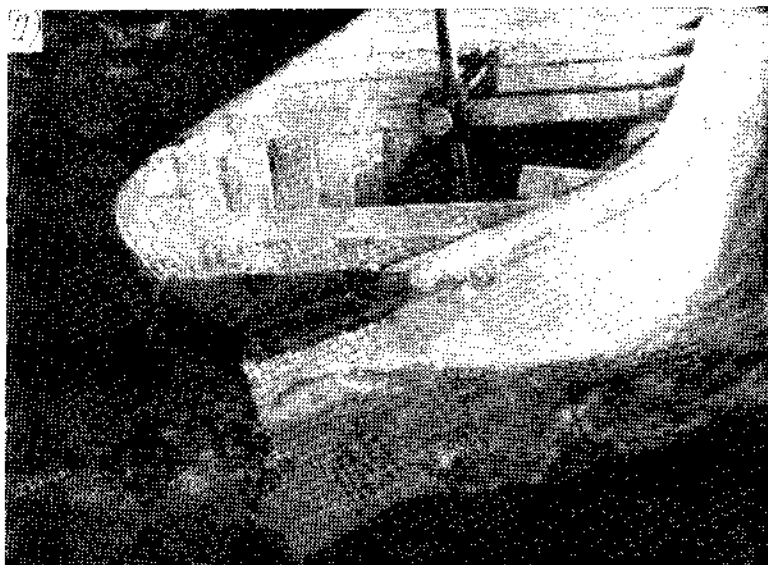


Рис. VI.20. Разрушение волнового профиля при обтекании моделей судов (по данным [2]): а — модель танкера ($Fr = 0,25$); б — модель контейнерного судна ($Fr = 0,32$).

Интегрирование производится в области вихревого следа в плоскости, расположенной на некотором расстоянии Δx за моделью (рис. VI.21); v_θ и v_z соответственно тангенциальная и осевая скорости. По данным экспериментальных оценок, вклад от второго члена в правой части (VI.30) не превышает 1—2 %, и им можно пренебречь. Предполагается, что образующиеся за моделью дискретные вихри распространяются в направлении скорости v ее движения. Свободная поверхность жидкости заменяется твердой границей. В результате задача сводится к оценке приращения кинетической энергии жидкости за единицу времени при поступательном движении системы n пар дисковых полубесконечных вихрей, в которой циркуляция отображенных вихрей $\Gamma_i^* = \Gamma_i$ (рис. VI.21).

Величина индуктивного сопротивления может быть представлена в виде суммы двух слагаемых:

$$R_i = E_0 \cdot \sum_{i=1}^n 2 \Delta E_{C_i} \quad (VI.31)$$

где E_0 — приращение энергии вне ядер вихрей, $r > r_0$; ΔE_{C_i} — приращение кинетической энергии жидкости внутри ядра вихря $r < r_0$.

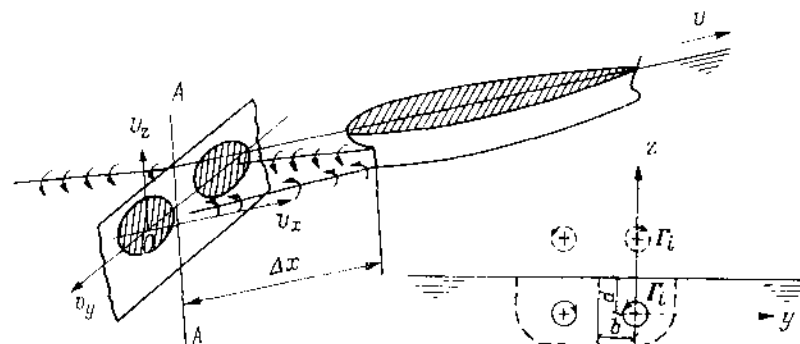


Рис. VI.21. Схема определения сопротивления, обусловленного развитием скуловых вихрей.

Поскольку циркуляция носовой системы скуловых вихрей относительно невелика, ограничиваются оценкой сопротивления только кормовых вихрей. В этом случае приращение энергии в потенциальной области

$$E_0 = \frac{\rho v_\infty^3}{2\pi} \left\{ \frac{1}{2} + \ln \frac{[(b - r_0) + \sqrt{b^2 - r_0^2}]}{[(b + r_0) + \sqrt{b^2 - r_0^2}]} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \ln \frac{[(b + r_0) + \sqrt{b^2 - r_0^2}]^2 + 4d^2}{[(b - r_0) + \sqrt{b^2 - r_0^2}]^2 + 4d^2} \right\} \quad (VI.32)$$

Обозначения величин b и d показаны на рис. VI.21; Γ_0 — циркуляция скорости вне вихря в потенциальной области течения.

При оценке энергии в ядрах вихрей ΔE_{C_i} используется модель, согласно которой жидкость внутри ядра вращается как твердое тело с постоянной угловой скоростью, а радиус ядра r_0 предполагается малым. Тогда

$$\sum_{i=1}^n 2 \Delta E_{C_i} = \frac{\rho \Gamma_0^2}{4\pi} \quad (VI.33)$$

Из эксперимента (рис. VI.22) находят поле составляющих поперечных скоростей v_{θ} , v_z , положение ядер вихрей b и d и величину циркуляции скорости Γ_0 в потенциальном потоке за границей вязкостного ядра

$$\Gamma_0 = \int v_z dz = v_{\theta} dy. \quad (VI.34)$$

При определении Γ_0 интегрирование производится вдоль прямоугольного контура за пределами ядра.

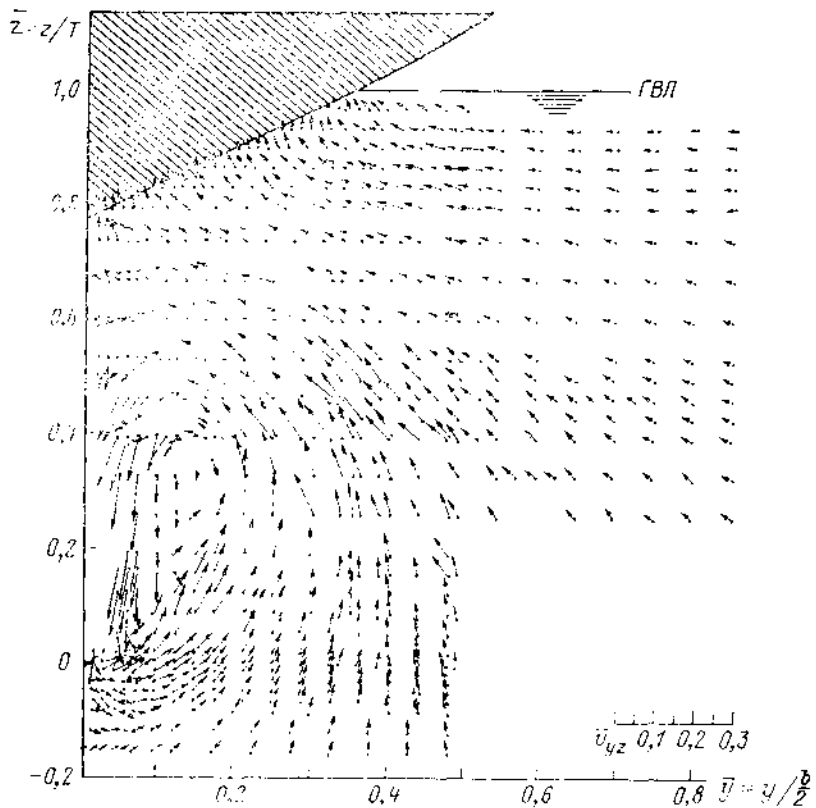


Рис. VI.22. Распределение поперечных скоростей в плоскости диска гребного винта модели (по данным опытов Л. Н. Дубенского) ($\bar{v}_{yz} = v_{yz}/v$).

К недостаткам изложенного метода следует отнести неточный учет распределения поперечной скорости внутри ядра и некоторую неопределенность при выборе r_0 . Анализ результатов измерения поперечных скоростей и распределения циркуляции в радиальном направлении показывает, что размеры ядер кормовых вихрей при числах Re , соответствующих условиям испытаний полноразмерных моделей ($Re = \omega l/\nu \sim 10^7$), в некоторых случаях сопоставимы с радиусом гребного винта. Течение в ядре вихря оказывается более сложным по сравнению с принятой моделью и имеет турбулентный характер. Подобно турбулентному пограничному слою здесь можно выделить область, аналогичную ламинарному подслою (постоянная угловая скорость), область логарифмического распределения циркуляции и «внешнюю» область (рис. VI.23).

Другой метод оценки энергии в ядрах вихрей основывается на использовании фактического распределения циркуляции и скорости $v_{\theta}(z)$, показанного на рис. VI.23, б. Значения $\Gamma(r)$ и ΔE_{C_i} в области ядра $r < r_0$ определяются по формулам (VI.34) и (VI.33). Обычно используются осредненные характеристики для двух взаимно перпендикулярных радиусов.

Сопоставление индуктивного сопротивления крыла конечного размаха, полученного по второму методу, с данными силовых измерений показывает, что точность оценки индуктивного сопротивления в этом случае составляет 10–15%. Это вполне приемлемо для инженерных целей, если учитывать относительно небольшую роль составляющей R_i в полном сопротивлении судна.

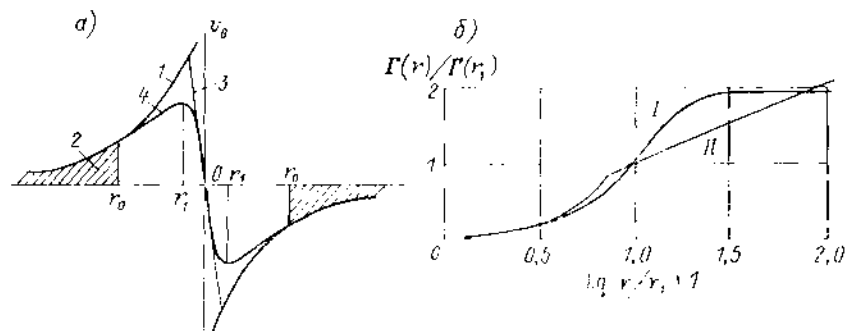


Рис. VI.23. Распределение тангенциальных скоростей $v_{\theta}(r)$ и циркуляции $\Gamma(r)$ в области ядра вихря: а — распределение поперечных скоростей; б — распределение относительной циркуляции (эксперимент).

1 — теоретическое распределение $v_{\theta}(r)$ в невязкой жидкости; 2 — внешняя потенциальная область течения; 3 — распределение поперечных скоростей в ядре по линейному закону; 4 — экспериментальное распределение $v_{\theta}(r)$; I — распределение Γ_0 в ядре судовой вихря модели танкера ($\Gamma_0 = 1.1 \text{ м}^2/\text{с}$); II — распределение Γ_0 в ядре вихря в свободном потоке ($\Gamma_0 = 0.07 \text{ м}^2/\text{с}$).

Экспериментальное определение волнового сопротивления. В практической работе часто используется приближенный метод определения волновой составляющей согласно формуле (VI.16)

$$C_{W0} = C_{W0} + C_{W0} + (1 - k) C_{F0}.$$

Во многих случаях согласно (VI.19) C_{W0} включает не только C_{W0} , но и сопротивление, обусловленное разрушением волн, бризговое, а также часть вязкостного сопротивления, зависящую от Γ , в особенности при наличии кормового отрыва или при обтекании погруженного транца. Поэтому сопротивление C_{W0} не может служить надежной основой при проверке теоретических решений и исследовании закономерностей изменения волновой составляющей.

Известны методы непосредственного определения волновой составляющей C_{W0} , основанные на использовании зависимостей линеаризованной теории волнового сопротивления и результатов измерения волновых профилей на некотором расстоянии от модели либо вдоль линий, перпендикулярных к ее движению (метод поперечных сечений), либо параллельных диаметральной плоскости модели (метод продольных сечений) (рис. VI.24).

В методе поперечных сечений используется связь между волновым сопротивлением R_{W0} и деформацией свободной поверхности ξ_0 за телом в невязкой жидкости (I.13). Потенциал скорости ϕ на достаточном удалении за моделью в глубоком канале ($H \rightarrow \infty$) шириной b может быть представлен в виде ряда

$$\phi = -\frac{g}{\omega} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\Gamma_n}{\omega_n} e^{-\alpha_n z} [\alpha_n \sin(\omega_n x) - \beta_n \cos(\omega_n x)] \cos\left(\frac{2\pi n}{b} y\right), \quad (VI.35)$$

$$\text{где } \epsilon_n = 1 \text{ при } n \neq 0; \quad \alpha_n = \frac{1}{2} \left[\gamma_0 + \sqrt{\gamma^2 + 4u_n^2} \right]; \quad u_n = 2\pi u/b; \quad \omega_n^2 = (v\alpha_n)^2 \\ = (v_0^2/2) \left[1 \pm \sqrt{1 + (4u_n^2/v^2)} \right].$$

Тогда

$$\xi_n(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n a_n(x) \cos\left(\frac{2\pi n}{b} y\right), \quad (\text{VI.36})$$

где $a_n = \alpha_n \cos(\omega_n x) + \beta_n \sin(\omega_n x)$.

Соотношение (VI.36) предполагается справедливым и в вязкой жидкости, если коэффициенты разложения α_n и β_n определены по результатам измерения ординат волнового профиля $\xi_n(x_i, y)$ (см. рис. VI.24). Некие величины

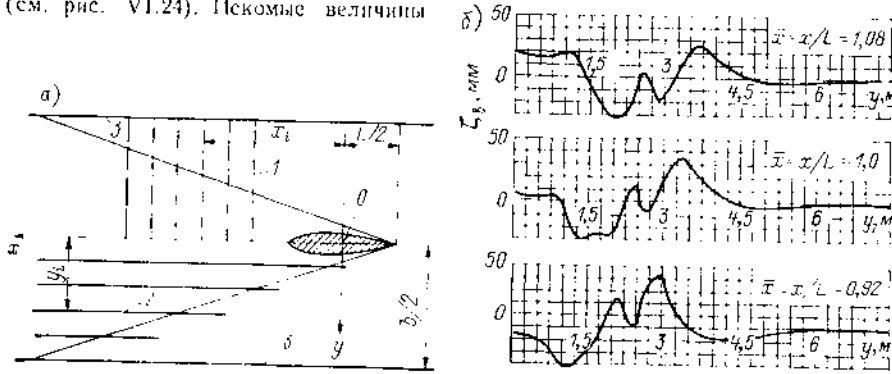


Рис. VI.24. Схема экспериментального определения волнового сопротивления: а — расположение измерительных сечений; б — волновые профили $\xi_n(y)$ в поперечных сечениях в следе за моделью быстроходного судна ($\delta = 0,56$; $Fr = 0,325$). 1 — метод поперечных сечений; 2 — метод продольных сечений; 3 — стенки бассейна.

α_n и β_n можно рассматривать как коэффициенты разложения в ряд Фурье

$$\alpha_n = \alpha_n \cos(\omega_n x_i) + \beta_n \sin(\omega_n x_i) \\ = \frac{2}{b} \int_{-b/2}^{b/2} \xi_n(x_i, \eta) \cos\left(2\pi n \frac{\eta}{b}\right) d\eta. \quad (\text{VI.37})$$

Значения их для каждого n могут быть найдены по данным измерения волновых профилей в двух поперечных сечениях x_i . Вследствие неизбежных погрешностей эксперимента число сечений приходится увеличивать и получаемую в этом случае избыточную систему уравнений (VI.37) решать методом наименьших квадратов, минимизируя сумму квадратов ошибок. Тогда

$$u_n = \frac{S_1 S_5 - S_2 S_4}{D}; \quad \beta_n = \frac{S_2 S_4 - S_3 S_5}{D}, \quad (\text{VI.38})$$

где $S_1 = \sum_{i=1}^m \sin^2(\omega_n x_i)$; $S_2 = \sum_{i=1}^m \cos^2(\omega_n x_i)$; $S_3 = \sum_{i=1}^m \sin(\omega_n x_i) \cos(\omega_n x_i)$;

$$S_4 = \frac{2}{b} \sum_{i=1}^m \sin(\omega_n x_i) \int_{-b/2}^{b/2} \xi_n(x_i, \eta) \cos\left(2\pi n \frac{\eta}{b}\right) d\eta;$$

$$S_5 = \frac{2}{b} \sum_{i=1}^m \cos(\omega_n x_i) \int_{-b/2}^{b/2} \xi_n(x_i, \eta) \cos\left(2\pi n \frac{\eta}{b}\right) d\eta; \quad D = S_1 S_2 - S_3^2.$$

Требуемое количество измерительных сечений $m = 3 \div 5$, а число членов разложения $n = 40 \div 50$. Волновой профиль измеряется в связанной системе координат. Экспериментальная установка состоит из направляющей балки, закрепленной на буксировочной тележке; каретки, перемещающейся поперек бассейна с помощью привода вдоль направляющей; и волнографа, укрепленного на каретке. Волновое сопротивление определяется по формуле

$$R_W = \frac{\rho g b}{8} \sum_{n=0}^{\infty} \epsilon_n (\alpha_n^2 + \beta_n^2) \left(2 - \frac{\gamma}{\alpha_n}\right), \quad (\text{VI.39})$$

где α_n и β_n — осредненные значения коэффициентов разложения (VI.37). Обычно его величина меньше, чем R_{W0} (рис. VI.25).

В методе продольных сечений в качестве исходных данных используется профиль волновой поверхности $\xi_n(x, y)$, измеренный вдоль линий, параллельных линии движения модели и отстоящей от нее на расстоянии y_i (рис. VI.24). В этом случае необходимо вычислять интеграл

$$C(\omega, y_i) = iS(\omega, y_i) \\ \int_{-\infty}^{\infty} \xi_n(\xi, y_i) \exp(i\omega \xi) d\xi. \quad (\text{VI.40})$$

Важным в методе продольных сечений является выбор необходимой длины волнового разреза и оптимального отстояния линии измерения от диаметральной плоскости модели. Измерения производятся в неподвижной системе координат. Волнограф укрепляют на штанге, установленной на дне или на борту бассейна, поэтому волновые профили могут определяться параллельно с буксировочными испытаниями.

При подстановке затененного профиля волны в (VI.40) его следует ограничить моментом прихода к волнографу отраженной волны. Отсекаемая при этом часть записи учитывается аналитическим путем с помощью асимптотических формул.

Волновое сопротивление, выраженное через функции C и S , рассчитывается по формуле

$$R_W = \frac{\rho v^2}{\pi v^3} \int_1^{\infty} \left[C(\omega, y_i)^2 + S(\omega, y_i)^2 \frac{\sqrt{\omega^2 - 1}}{\omega^2} \right] d\omega. \quad (\text{VI.41})$$

Помимо изложенных выше методов, иногда применяется так называемый $x-y$ метод, предложенный Уордом. Этот метод основан на измерении в процессе движения модели R_{x-y} и R_{y-y} компонент сил, действующих на частично погруженный неподвижный вертикальный цилиндр, расположенный на некотором расстоянии от линии буксировки модели.

Особенности применения методов волнового анализа рассмотрены в работах [32, 59].

В качестве примера, иллюстрирующего возможности методов непосредственного определения составляющих сопротивления, в табл. VI.3 представлены результаты комплексного экспериментального исследования сопротивления модели тан-

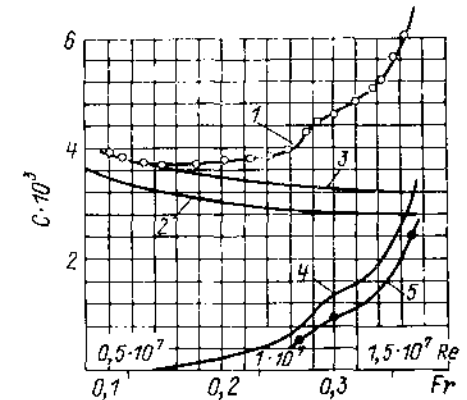


Рис. VI.25. Результаты экспериментального определения волнового сопротивления.

1 — коэффициент буксировочного сопротивления C_B ; 2 — коэффициент сопротивления трения пластины C_{F0} ; 3 — коэффициент расчетного вязкостного сопротивления C_{V0} ; 4 — коэффициент расчетного волнового сопротивления C_{W0} ; 5 — $C_{W0} + C_{F0}$; δ — коэффициент волнового сопротивления C_W , определенный методом волнового анализа (поперечные сечения).

Таблица VI.3. Результаты экспериментального исследования сопротивления модели танкера

Составляющие сопротивления	Условия эксперимента			
	18 уз:		19 уз:	
	v_s Fr Re	0,191; 9,13 · 10 ⁶	v_s Fr Re	0,203; 9,61 · 10 ⁶
	Тип носовых обводов			
	традицион- ный	бульбообра- зный	традицион- ный	бульбообра- зный
Коэффициент полного сопротивления C (по данным буксировочных испытаний)	4,51 · 10 ⁻³	3,83 · 10 ⁻³	4,72 · 10 ⁻³	4,09 · 10 ⁻³
Коэффициент сопротивления трения эквивалентной пластины C_{f_0} по формуле (VI.15)	3,05 · 10 ⁻³	3,05 · 10 ⁻³	3,02 · 10 ⁻³	3,02 · 10 ⁻³
Коэффициент вязкостного сопротивления C_V (по данным измерения характеристик следа)	3,55 · 10 ⁻³	3,55 · 10 ⁻³	3,52 · 10 ⁻³	3,52 · 10 ⁻³
Коэффициент волнового сопротивления C_W (по данным измерения волновых профилей)	0,18 · 10 ⁻³	0,11 · 10 ⁻³	0,29 · 10 ⁻³	0,27 · 10 ⁻³
Коэффициент сопротивления от разрушающейся подпорной волны $C_{дв}$ (по данным измерения характеристик следа)	0,67 · 10 ⁻³	0	0,85 · 10 ⁻³	0
Отношение $(C_V + C_{дв}) / C$	0,98	0,95	0,99	0,94
Примечание: Водоизмещение 50 % V; δ	0,76;	1,1	0,58.	

кера. Полученные данные дают представление не только о структуре сопротивления и соотношения между отдельными составляющими, но и позволяют объяснить причины изменения сопротивления при вариации обводов корпуса. Применение бульбовых образований носовой оконечности на судне полных обводов способствует существенному снижению сопротивления, обусловленного разрушением подпорной волны, и почти не оказывает влияния на волновую составляющую. Сумма составляющих сопротивления, определенных по данным измерений характеристик потока в следе и волновых профилей, в рассмотренном примере практически равна измеренному буксировочному сопротивлению, т. е. $C_V + C_{дв} + C_W \approx C$. Вместе с тем, при испытании моделей судов умеренной полноты и особенно быстроходных контейнерных судов острых обводов, когда доля волнового сопротивления велика, такто соответствия не наблюдается. Суммарное сопротивление, определенное с помощью методов, основанных на исследовании характеристик потока, обычно меньше буксировочного на 5—10 %. Различие обусловлено в основном несовершенством методов волнового анализа. Вязкостная составляющая, как правило, хорошо согласуется с буксировочным сопротивлением при малых числах Фруда (см. рис. П.35). Можно предполагать, однако, что в волновом диапазоне Fr возможны незначительные ошибки и в определении C_V из-за недостаточно точного учета влияния деформации свободной поверхности на вязкостное сопротивление.

СПОСОБЫ ПРИБЛИЖЕННОГО РАСЧЕТА СОПРОТИВЛЕНИЯ ДВИЖЕНИЮ СУДА

§ 25. КЛАССИФИКАЦИЯ ПРИБЛИЖЕННЫХ СПОСОБОВ РАСЧЕТА СОПРОТИВЛЕНИЯ

Наиболее точное определение сопротивления судна в настоящее время обеспечивается испытанием его модели в опытовом бассейне с последующим пересчетом измеряемого при этом сопротивления на натуру. Проведение испытаний, однако, не всегда оказывается возможным, особенно на ранних стадиях проектирования, что заставляет применять различные приближенные способы расчета сопротивления, которые основываются на использовании результатов ранее проведенных испытаний моделей, представляемых в достаточно обобщенном виде.

Даже при наличии результатов испытаний модели прототипа, относительно близкого по форме обводов и скоростному режиму плаванья к проектируемому судну, возникает необходимость в учете влияния на сопротивление несоответствия в геометрических элементах сопоставляемых судов. При выборе размерений, коэффициента общей полноты и других параметров корпуса в начале проектирования судна ставится еще более сложная задача об оценке без проведения испытаний гидродинамических характеристик ряда рассматриваемых вариантов судов, теоретические чертежи которых отсутствуют.

Применяемые в этом случае способы приближенного определения сопротивления могут быть подразделены на следующие группы: методы расчета полного сопротивления или буксировочной мощности, методы расчета остаточного сопротивления, методы пересчета остаточного сопротивления с прототипа.

К первой группе относятся расчетные методы, основанные на использовании формулы (1.9), т. е. адмиралтейских коэффициентов

$$C_E = \frac{v_s^3 D^2}{PE} = \frac{10,6 D^2}{\Omega} \cdot \frac{1}{C}, \quad (\text{VII.1})$$

и различных ее модификаций, производимых с целью выделения в явном виде влияния некоторых геометрических элементов корпуса. К числу таких способов относятся известные методы Э. Э. Памеля, Эйра, Дайсона и др. [6, 11, 12]. Все эти методы основаны на допущении, что при одинаковых геометрических характеристиках и числах Фруда коэффициент полного сопротивления для геометрически подобных судов одинаков, т. е. все сопротивление следует гравитационному закону подобия. Применяемая иногда корректировка зависимости (VII.1) с целью частичного учета влияния числа Рейнольдса при изменении абсолютных размеров судов не меняет существа вопроса. Таким образом, в этих методах вносятся дополнительные ошибки, связанные с неточным определением сопротивления трения. Единственное преимущество указанных способов заключается в их простоте. Однако в настоящее время, особенно в связи с широким использованием вычислительной техники при обработке результатов испытаний моделей систематических серий, это качество утратило решающее значение. Поэтому методы первой группы как правило, теперь не применяют, и потому они ниже не приводятся.

Методы второй группы в принципе позволяют рассчитать сопротивление с достаточно высокой точностью, поскольку погрешности при этом связаны только с определением остаточного сопротивления. Сопротивление трения определяется с той же точностью, что и при пересчете на натуру результатов испытаний модели судна.

Методы третьей группы основаны на использовании кривой коэффициента остаточного сопротивления судна-прототипа. В случае, если по общности геометрических характеристик и общему характеру формы обводов судно, для которого производится расчет, и прототип близки, сопротивление может быть определено с достаточно высокой точностью.

Таблица VII.1. Перечень основных систематических серий моделей морских

№ п/п	Наименование серии, место и время проведения испытаний	Основные вопросы, исследованные в серии	Систематически варьируемые геометрические характеристики и пределы их изменения
1	Серия 60. Бассейн им. Тейлора (США), 1953—1957 гг. [197]	Влияние на сопротивление и пропульсивные характеристики: <ul style="list-style-type: none"> коэффициента общей полноты соотношений главных размерений продольного положения центра величины 	δ 0,60; 0,65; 0,70; 0,75; 0,80 L/B 5,5—8,5; B/T 2,5; 3,0; 3,5 $x_c = -0,025L_{pp} \div -0,035L_{pp}$
2	Серии моделей универсальных сухогрузных судов, среднетоннажных танкеров и рудозов (СССР), 1955—1958 гг. [12, 46]	Влияние на сопротивление: <ul style="list-style-type: none"> коэффициента общей полноты отношение длины к ширине продольного положения центра величины коэффициента вертикальной полноты носовой оконечности (формы носовых шпангоутов) коэффициента бульбообразности 	δ 0,60; 0,65; 0,70; 0,75; 0,80 L/B 6,0—8,5 $x_c = -0,025L_{pp} \div -0,030L_{pp}$ $\chi_{VF} = 0,83 \div 0,96$ (носовые шпангоуты от резко V-образных до резко U-образных) $\omega_0/\omega_m = 0; 0,04; 0,08; 0,12$ где ω_0 — площадь нулевого шпангоута
3	Серия моделей быстроходных одновитковых грузовых судов (Япония) 1964—1966 гг. [100]	Влияние на сопротивление: <ul style="list-style-type: none"> коэффициента общей полноты соотношений главных размерений продольного положения центра величины 	$\delta = 0,55; 0,575; 0,60; 0,625; 0,65$ $L/B = 6,5; 7,0; 7,5; 8,0$ $B/T = 2,1; 2,4; 2,7$ $x_c = -0,007L_{pp}; -0,013L_{pp}; -0,019L_{pp}; -0,025L$

транспортных судов

Пределы изменения соотношений главных размерений и основных коэффициентов теоретического чертежа					Сведения о моделях и условиях испытаний	Способ обработки и представления результатов испытаний
L/B	B/T	L	δ	φ		
5,50—8,50	2,50—3,50	4,555—7,498	0,60—0,80	0,614—0,805	Парафиновые модели $L = 6,1$ м (20 фут). Турбулизатор — проволока $\varnothing = 0,036$ дюйм	Сопротивление трения по формуле Шенхерра (II.3) с надбавкой $C_A = 0,4 \cdot 10^{-3}$. Обработано в виде: $R_R/D = f(v_s/\sqrt{L_p}; \delta; L/B; B/T);$ $\odot f(\mathbf{H}); \delta; L/B; B/T);$ $\odot f(x_i)$ при \mathbf{H} , соответствующем эксплуатационной скорости и скорости на испытаниях; $\odot f(\mathbf{H})$ для x_i при
6,00—8,50	2,5	4,96—7,50	0,60—0,80	0,612—0,815	Парафиновые модели $L = 7,0$ м. Турбулизатор — проволока $\varnothing = 1,5$ мм	Сопротивление трения по формуле Праудтля - Шлихтинга (II.4). Обработано в виде: $C_R = f(\delta; Fr);$ $C_R = f(x_i; \chi_{VF}; Fr)$
6,5—8,0	2,10—2,70	5,37—7,81	0,55—0,65	0,58—0,66	Парафиновые модели $L = 6,0$ м. Турбулизаторы — штифты	Сопротивление трения по кривой ИТТС [формула (VI.15)]. Обработано в виде: $C_{RV} = \frac{R_R}{(1-2)\rho v^2 L^{2/3}}$ $f(\delta; L/B; B/T; x_c; Fr);$ $1-t; 1-W_F;$ $\eta_R = f(\delta; L/B; B/T; x_c; Fr)$

№ п.п.	Наименование серии, место и время проведения испытаний	Основные вопросы, исследованные в серии	Систематически варьируемые геометрические характеристики и пределы их изменения
5	Серия моделей крупнотоннажных танкеров, (Япония), 1967—1969 гг. [101]	Влияние на сопротивление: коэффициента общей полноты } отношения длины к ширине } продольного положения центра величины } формы бульбовой носовой оконечности }	$\delta = 0,80; 0,82; 0,84$ $L/B = 5,5; 6,0; 6,5; 7,0$ $x_c = +0,016L_{pp}; +0,025L_{pp}; +0,035L_{pp}$ Коэффициент бульбообразности $\omega_0/\omega_{н.к.} = 0; 0,06; 0,08; 0,09; 0,12$
6	Серия моделей быстроходных и среднескоростных универсальных сухогрузных, контейнерных и трейлерных судов (СССР), 1972 г. [46]	Влияние на сопротивление: коэффициента общей полноты } соотношения главных размеров } формы носовых шпангоутов }	$\delta = 0,50; 0,55; 0,60; 0,65$ $L/B = 4,8; 5,5; 6,2; 7,0; B/T = 2,0; 3,5; 5,0$ Носовые шпангоуты: V-образные, бульбообразные

Пределы изменения соотношений главных размеров и основных коэффициентов теоретического чертежа					Сведения о моделях и условиях испытаний	Способ обработки и представления результатов испытаний
L/B	B/T	L/V ^{1/3}	δ	ϕ		
5,8—8,3	2,2—3,5	4,8—6,2	0,800—0,875	0,81—0,88	Парафиновые модели L = 7,0 м. Турбулизатор — проволока $\varnothing = 1,5$ мм на 1-м шпангоуте	Сопротивление трения по формуле Прандтля — Шлихтинга (II.4). Обработано для различных форм носовых и кормовых обводов в виде: $C_R = f(\delta; L/B; B/T; x_c; Fr);$ $W = f(C_{TA}; Fr);$ $t = f(C_{TA}; Fr)$
5,5—7,0	2,76—3,06	4,99—5,58	0,80—0,84	0,805—0,851	Парафиновые модели L = 6,0 м	Сопротивление трения по кривой ИТТС. Обработано для различных варьируемых параметров в виде: $C_{RV} = \frac{R_R}{\rho v^2 V^{2,3}} f(Fr);$ $1 - t; 1 - W; \eta_s = f(Fr)$
4,8—7,0	2,0—5,0	4,35—7,10	0,50—0,65	0,565—0,675	Парафиновые модели L = 6,0 м. Турбулизатор — проволока $\varnothing = 1,5$ мм на 1 1/2-м шпангоуте	Сопротивление трения по формуле Прандтля — Шлихтинга. Обработано в виде: $C_R = f(\delta; L/B; Fr);$ $k_{B/T} = \frac{C_R}{C_R(B/T=3,5)}$ $= f(B/T; Fr);$ $W = f(\delta; L/B; k_{DE}; Fr);$ $t = f(\delta; L/B; k_{DE}; Fr)$

№ п.п.	Наименование серии, место и время проведения испытаний	Основные вопросы, исследованные в серии	Систематически варьируемые геометрические характеристики и пределы их изменения

Пределы изменения соотношений главных размерений и основных коэффициентов теоретического чертежа					Сведения о моделях и условиях испытаний	Способ обработки и представления результатов испытаний
L/B	B/T	L/V ^{1/3}	δ	φ		
5,30—8,85	2,13—3,92	4,2—6,35	0,65—0,80	0,663—0,817	Модели L = 6,0 м (модели с δ = 0,70; L ≈ 5,5 м)	Сопротивление трения по формуле Фруда (11.1) с корректирующими графиками для пересчета по формуле ИТС. Обработано в виде: C = f(δ; v) для судна I _{pp} = 400 фут (122 м) при стандартных значениях L/B, B/T и x _c , поправочных коэффициентов на изменение L/V ^{1/3} ; B/T и x _c в зависимости от δ и v

Во всех указанных методах влияние геометрических характеристик формы корпуса на его сопротивление учитывается, как правило, на основании результатов испытаний серий моделей с систематической вариацией соотношений главных размерений и коэффициентов теоретического чертежа.

В табл. VII.1 приведены сведения о наиболее крупных отечественных и зарубежных систематических сериях моделей морских транспортных судов, результаты испытаний которых представляются наиболее достоверными с точки зрения современной техники и методики эксперимента.

При решении задач более общего характера в качестве определяющих параметров обычно используются соотношения главных размерений и коэффициенты полноты обводов при ряде исходных форм корпуса, типичных для судов различного назначения. Примерами таких серий в табл. VII.1 являются серия 60 (п. 1), отечественные серии универсальных судов (п. 2) и комплекс серий Британской судостроительной исследовательской ассоциации BSRA (п. 7).

Исследования частного характера проводятся на основе исходных обводов, присущих судам изучаемого типа; соотношения главных размерений и коэффициенты полноты варьируются в ограниченном диапазоне. При этом уделяется достаточно большое внимание получению зависимостей сопротивления от параметров, определяющих особенности формы обводов. К таким исследованиям в табл. VII.1 относятся серия крупнотоннажных танкеров и рудозатов (п. 4), серия контейнерных судов (п. 6) и др.

Результаты буксировочных испытаний моделей серий чаще всего обрабатывают по традиционной схеме разделения сопротивления согласно зависимости (VI.12) и представляют в виде диаграмм коэффициента остаточного сопротивления C_D в функции от варьируемых параметров и числа Фруда. В английских и некоторых других иностранных сериях (отчасти серии 60) результаты испытаний обработаны в виде зависимости размерного коэффициента буксировочной мощности для судна стандартной длины (обычно L = 400 фут)

$$C = C = P_E / (v_s^3 D^{2/3}) = 0,0947 (\Omega; D^{2/3}) C$$

от безразмерных относительных скоростей

$$P = \frac{v}{\sqrt{\frac{g}{2\pi} \varphi L}} = \frac{0,746}{\sqrt{\varphi}} \frac{v_s}{\sqrt{L}} \quad \text{или} \quad K = \frac{v}{\sqrt{\frac{gD^{1/3}}{4\pi}}} = 0,5848 \frac{v_s}{D^{1/6}}$$

где v_s — скорость судна, уз; **C**; **P** и **K** — так называемые коэффициенты в «кружках».

В последнее время материалы испытаний серий иногда обрабатывают в форме регрессионных уравнений, удобных при использовании вычислительной техники.

Для разных серий использовались различные зависимости для сопротивления трения пластины (см. табл. VII.1), что необходимо иметь в виду при их практическом применении.

Существуют диаграммы, построенные не на основании испытаний моделей систематической серии, а в результате статистической обработки большого числа данных об испытаниях одиночных моделей, проводившихся в разное время в опытовом бассейне. Из таких диаграмм наиболее известны разработанные по данным Гелландского опытового бассейна графики Лапа [12], расширенные позднее для больших значений коэффициента продольной полноты φ > 0,80 и малых относительных скоростей v_s/√φL < 0,5 [67]. Гульдхаммером и Харвальдом в результате анализа материалов испытаний как отдельных моделей, так и некоторых систематических серий (например, серии Тейлора [12] и серии 60), а также с использованием графиков Лапа, созданы диаграммы зависимости коэффициента C_D от относительной длины φ и коэффициента φ [63]. Естественно, что случайные отклонения в геометрии и условиях испытаний различных моделей служат источником дополнительных погрешностей, что снижает точность определения сопротивления по таким диаграммам.

При использовании материалов систематических серий наилучшие результаты обеспечиваются в случае расчета по серии, в которой форма обводов моделей близко соответствует обводам проектируемого судна, а условия испытания моделей

не вызывают возражений методологического характера (высокие значения чисел Рейнольдса, а также средства турбулизации пограничного слоя).

Для расчета буксировочной мощности судна при отсутствии теоретического чертежа необходимо располагать приближенными значениями площади смоченной поверхности подводной части корпуса Ω . Для определения Ω по основным геометрическим параметрам судна могут быть использованы: для морских транспортных судов формула (I.17), для быстроходных судов всех типов формула (I.16), для речных судов, в том числе несамоходных, формула (I.19), для промысловых судов различных типов формула (I.18). По всем этим формулам определяется смоченная поверхность корпуса без выступающих частей.

§ 26. СПОСОБЫ ПРИБЛИЖЕННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОСТАТОЧНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ СУДНА НА ОСНОВАНИИ СЕРИЙНЫХ ИСПЫТАНИЙ МОДЕЛЕЙ

Серия быстроходных и среднескоростных судов. Для расчета сопротивления судов с низкими значениями коэффициента общей полноты δ могут быть использованы результаты испытаний моделей систематической серии Японской судостроительной исследовательской ассоциации и отечественной серии быстроходных и среднескоростных судов (табл. VII.1). Отечественная серия предназначена для определения сопротивления судов с малыми δ и отношением L/B и большими значениями отношения B/T , преимущественно контейнерных и трейлерных судов, в том числе с горизонтальным способом погрузки, а также лихтеровозов.

Приведенные на рис. VII.1 чертежи корпуса и штевней исходной модели серии выполнены применительно к овальному варианту расположения движительного комплекса, однако без изменения обводов «лового корпуса» они могут быть использованы и для двухвалльных вариантов, что было осуществлено при самоходных испытаниях моделей серии. Основные геометрические характеристики корпуса приведены в табл. VII.1. Продольное положение центра величины x_c изменялось в пределах $x_c = -0,025 \div 0,028$ для V-образных носовых обводов и $x_c = -0,017 \div 0,020$ для бульбовых, смещаясь в корму с уменьшением коэффициента δ .

При расчете сопротивления судна по материалам данной серии с использованием традиционной схемы разделения сопротивления на составляющие коэффициент остаточного сопротивления определяется по формуле

$$C_R = C_R(\delta) k_{L/B} k_{B/T} \quad (VII.2)$$

Коэффициент $C_R(\delta)$ снимается с рис. VII.2 или VII.3 в зависимости от формы носовой оконечности. Коэффициент влияния несоответствия отношения L/B определяется из рис. VII.4 или VII.5 как отношение значений коэффициента C_R для расчетного значения L/B и стандартного $L/B = 5,64$; $k_{L/B} = C_R(L/B) / C_R(L/B = 5,64)$.

Коэффициент влияния $k_{B/T}$, учитывающий несоответствие расчетного и стандартного значений $B/T = 3,5$, непосредственно снимается с диаграммы рис. VII.6.

Результаты испытаний моделей серии могут быть использованы и для расчета сопротивления по схеме, основанной на физических принципах разделения на составляющие (см. § 23). В этом случае коэффициент расчетного волнового сопротивления C_{W_0} в зависимости (VI.16) определяется по формуле

$$C_{W_0} = C_{W_0}(\delta) k'_{L/B} k'_{B/T} \quad (VII.3)$$

Коэффициент C_{W_0} снимается с рис. VII.2 или VII.3 как разность значений коэффициентов C_R , соответствующих расчетному F_r и минимальному на графике значению $F_r = 0,17$: $C_{W_0} = C_R(F_r) - C_R(F_r = 0,17)$.

¹ Хотя в серии в качестве варьируемого параметра принято $\delta_{пр}$, при обработке результатов испытаний, в соответствии с отечественной практикой, использован коэффициент δ , рассчитанный для длины L_{WL} судна по грузовой ватерлинии.

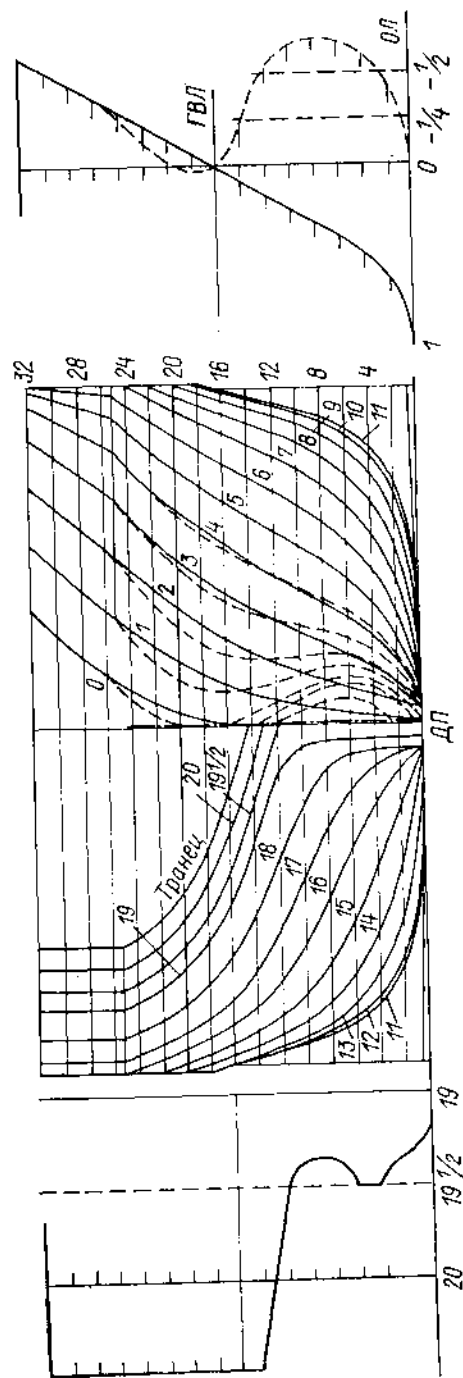


Рис. VII.1. Теоретический корпус и штевень исходной модели серии быстроходных и среднескоростных судов.

— V-образная носовая оконечность; ······ бульбовидная носовая оконечность.

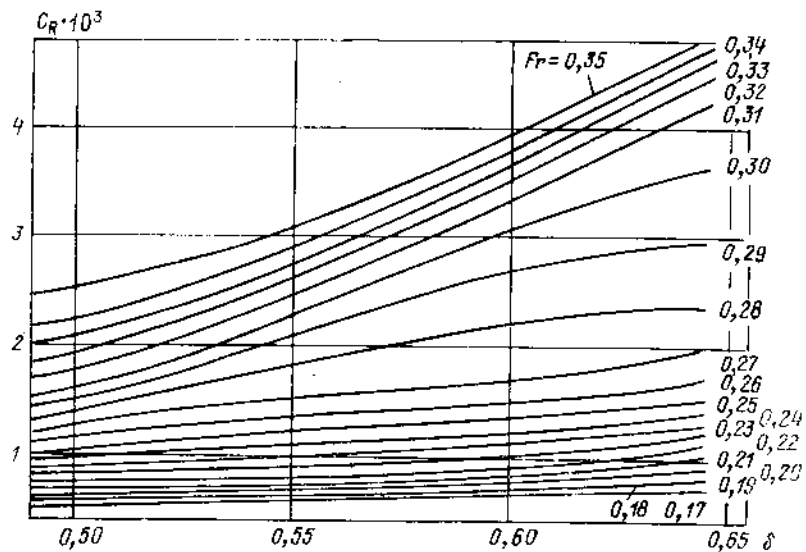


Рис. VII.2. Зависимость C_R от δ для судов с V-образной носовой оконечностью ($L/B = 5,64$; $B/T = 3,5$).

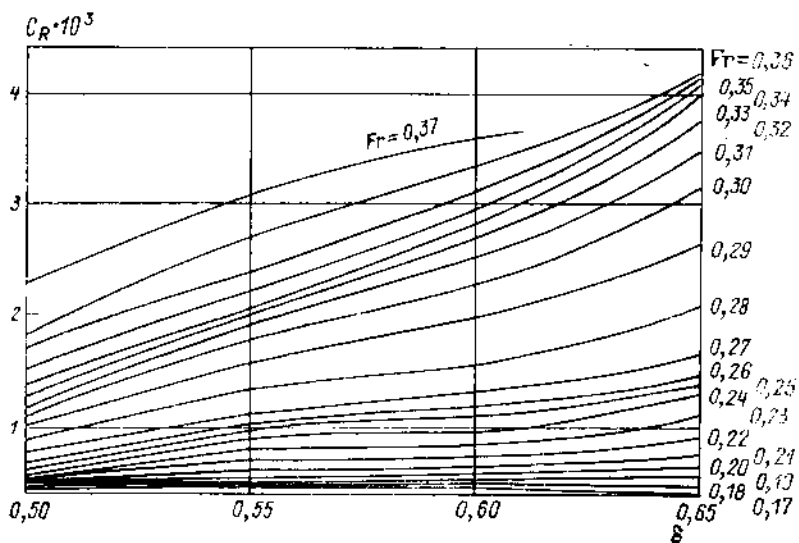


Рис. VII.3. Зависимость C_R от δ для судов с бульбообразной носовой оконечностью ($L/B = 5,64$; $B/T = 3,5$).

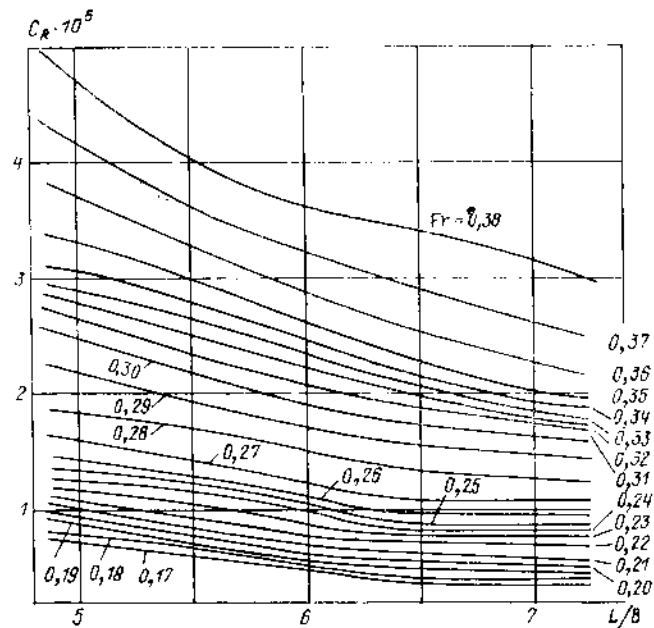


Рис. VII.4. Зависимость C_R от L/B для судов с V-образной носовой оконечностью ($B/T = 3,5$).

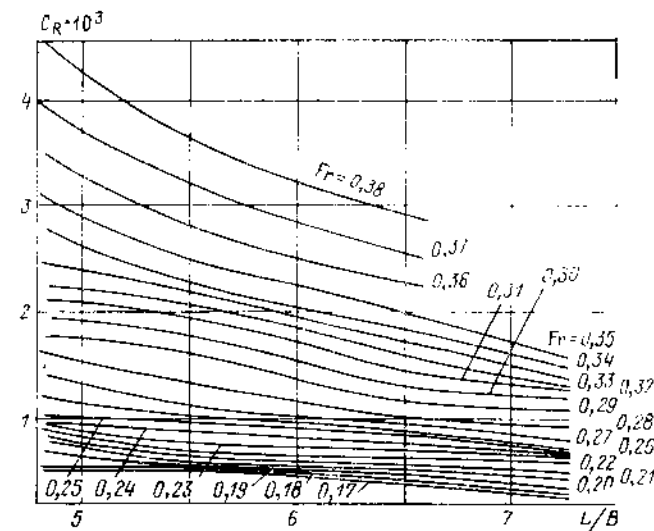


Рис. VII.5. Зависимость C_R от L/B для судов с бульбообразной носовой оконечностью ($B/T = 3,5$).

Коэффициент $k'_{L/B}$ рассчитывается как отношение коэффициентов C_{w0} для расчетного L/B и стандартного $L/B = 5,64$, определенных по графикам рис. VII.4 или VII.5, аналогично определению коэффициента C_{w0} (6):

$$k'_{L/B} = \frac{C_{R(\delta)}(L/B)}{C_{R(\delta)}(L/B=5,64)}$$

Коэффициент влияния $k'_{B/T}$ снимается с графика на рис. VII.7. При определении сопротивления в соответствии с зависимостью (VI.16) коэффициент влияния формы корпуса на вязкостное сопротивление k рассчитывается по формуле

$$k = k(\delta) K_{B(L/B)} K_{R(B/T)} \quad (VII.4)$$

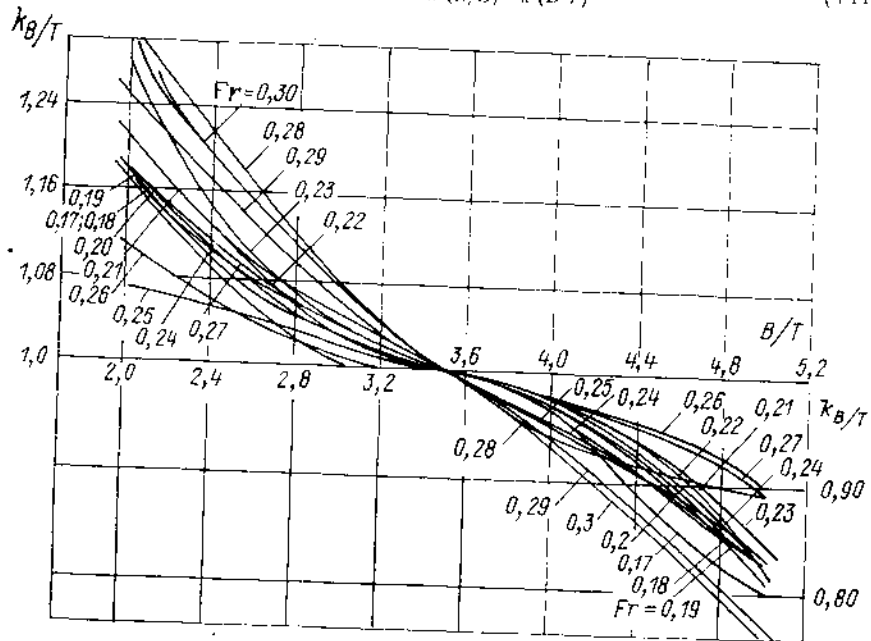


Рис. VII.6. Зависимость коэффициента влияния $k_{B/T} = C_{R(B/T)}/C_{R(B/T=3,5)}$ от B/T .

При этом $k(\delta)$ определяется по рис. VII.8 в зависимости от формы носовой оконечности. Коэффициент $K_{B(L/B)}$ рассчитывается как отношение значений форм-фактора k для расчетного значения L/B и стандартного $L/B = 5,64$: $K_{B(L/B)} = k_{L/B}/k_{L/B=5,64}$, снимаемых с графика на рис. VII.9. Коэффициент $K_{R(B/T)}$ вычисляется аналогичным образом как $K_{R(B/T)} = k_{B/T}/k_{B/T=3,5}$ по значениям k , определяемым из рис. VII.10 при расчетном значении L/B .

В качестве примера в табл. VII.2 выполнен расчет буксировочной мощности судна с горизонтальным способом погружки со следующими основными элементами: $L = 128,7$ м; $L/B = 6,71$; $B/T = 3,2$; $\delta = 0,604$; $\Omega = 2726$ м² и V-образными носовыми обводами. Здесь и в последующих примерах $\rho = 1026$ кг/м³.

Серия судов с умеренной полнотой обводов. Область значений коэффициента $\delta = 0,60 \div 0,80$ охватывает большую часть морских транспортных судов различных типов и назначения, включая универсальные сухогрузные суда, среднетоннажные танкеры и рудовозы, суда для каботажных перевозок, а также транспортные суда флота рыбной промышленности. Для расчета сопротивления указанных судов могут

быть применены материалы 60-й серии и серий BSRA (табл. VII.1, п. 1, 7). Тем же целям отвечает комплекс отечественных систематических серий (табл. VII.1, п. 2), известный под названием «Серия морских транспортных судов» [12]. Указанный комплекс серий можно условно подразделить на основную серию (вариация соот-

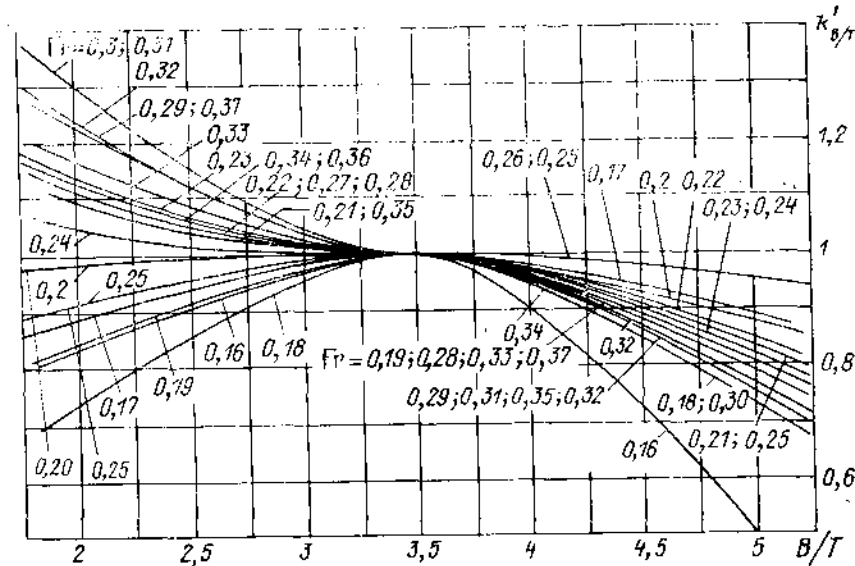


Рис. VII.7. Зависимость коэффициента влияния $k'_{B/T} = C_{w0(B/T)}/C_{w0(B/T=3,5)}$ от B/T .

пошений главных размерений и коэффициента δ) и ряд вспомогательных серий, охватывающих изменение геометрических характеристик формы обводов корпуса. Основные геометрические характеристики моделей названных серий приведены в табл. VII.1. Изменение \bar{x}_c в зависимости от δ : $\bar{x}_c = -(0,025 \div 0,005)$ при $\delta = 0,60$,

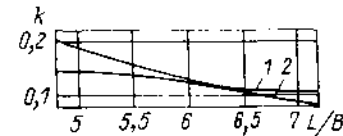
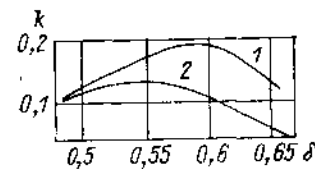


Рис. VII.8. Зависимость формфактора k от δ ($L/B = 5,64$; $B/T = 3,5$).

1 — V-образная носовая оконечность; 2 — бульбообразная носовая оконечность.

Рис. VII.9. Зависимость формфактора k от L/B ($B/T = 3,5$).

1 — V-образная носовая оконечность; 2 — бульбообразная носовая оконечность.

$\bar{x}_c = -0,005 \div +0,015$ при $\delta = 0,70$ и $\bar{x}_c = +0,01 \div +0,03$ при $\delta = 0,80$. Изменение относительной длины составляло $\psi = L/V^{1/3} = 5,00 \div 7,50$. Формы носовых шпангоутов: U-образные, промежуточные и V-образные.

Форма обводов моделей серии иллюстрируется рис. VII.11 ($\delta = 0,70$).

При частичном использовании результатов испытаний моделей серий C_R по традиционной схеме Фруда (VI.12) рассчитывается по формуле

$$C_R = C_R(\delta) k_{\psi} k_{B/T}^a k_{L/B}^b k_{x_c} \quad (VII.5)$$

Коэффициент C_R (δ) снимается с диаграммы рис. VII.12. Коэффициент k_ψ , учитывающий влияние относительной длины $\psi = L/V^{1/3}$, вычисляется как $k_\psi = a_\psi/a_{\psi_0}$ — отношение значений коэффициента $a_\psi = C_R(\psi) C_R(\psi = 6,0)$, снимаемых с диаграммы рис. VII.13 соответственно для расчетного значения относительной длины ψ и стандартного значения ψ_0 (δ), определяемого из рис. VII.12. Коэффициенты k_{BT} и a_{BT} , произведение которых учитывает влияние отклонения расчетного значения B/T от принятого в серии ($B/T = 2,5$), определяются по графику на рис. VII.14. Коэффициент k_{x_c} , учитывающий влияние на C_R различий между расчетными значениями \bar{x}_c и стандартными \bar{x}_{c_0} ($\bar{x}_{c_0} = -0,015$ для $\delta = 0,60$; $\bar{x}_{c_0} = -0,005$ для $\delta = 0,70$; $\bar{x}_{c_0} = 0,02$ для $\delta = 0,80$)

Рис. VII.10. Зависимость форм-фактора k от относительной L/B и B/T .

снимается с графиков рис. VII.15. Выбор соответствующего графика определяется расчетным значением коэффициента δ .

По результатам испытаний моделей серии универсальных транспортных судов можно произвести приближенный расчет сопротивления при разделении его на

Таблица VII.2. Расчет буксировочной мощности по материалам серии быстроходных и среднескоростных судов

№ п.п.	Обозначение расчетных величин	Численные значения					
		13	14	15	16	17	18
1	u_5 , уз						
2	v , м/с	6,70	7,20	7,73	8,24	8,75	9,27
3	v^2 , м ² /с ²	44,89	51,84	59,60	67,90	76,56	85,93
4	$Fr = v/\sqrt{gL}$	0,190	0,202	0,218	0,232	0,248	0,262
5	$C_R \cdot 10^3 = f(\delta)$ (см. рис. VII.2)	0,790	0,840	0,980	1,170	1,360	1,550
6	$k_{L,B} = C_{R(L/B=6,7)}/C_{R(L/B=5,6)}$ (см. рис. IV.4)	0,705	0,703	0,778	0,776	0,745	0,774
7	$k_{B,T} = C_{R(B/T=3,2)}/C_{R(B/T=3,5)}$ (см. рис. VII.6)	1,018	1,020	1,019	1,022	1,012	1,003
8	$C_R \cdot 10^3 [5] \cdot [6] \cdot [7]$	0,567	0,602	0,777	0,928	1,025	1,203
9	$Re \cdot 10^{-8} = (vL/v) \cdot 10^{-8}$	5,356	5,756	6,179	6,587	6,995	7,410
10	$C_{FO} = f(Re)$ [по формуле (II.4)]	1,699	1,684	1,668	1,654	1,642	1,630
11	$C_A \cdot 10^3$	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30	0,30
12	$C_{AP} \cdot 10^3$	0,15	0,15	0,15	0,15	0,15	0,15
13	$C \cdot 10^3 = [8] + [10] + [11] + [12]$	2,716	2,736	2,895	3,032	3,117	3,283
14	$R = (\rho/2) \Omega [3] \cdot [13]$, кН	171,04	198,24	241,55	288,96	334,98	394,38
15	$P_E = [2] \cdot [14]$, кВт	1146	1427	1867	2381	2931	3656

$$k_{x_c} C_R(x_c) / C_R(x_{c_0})$$

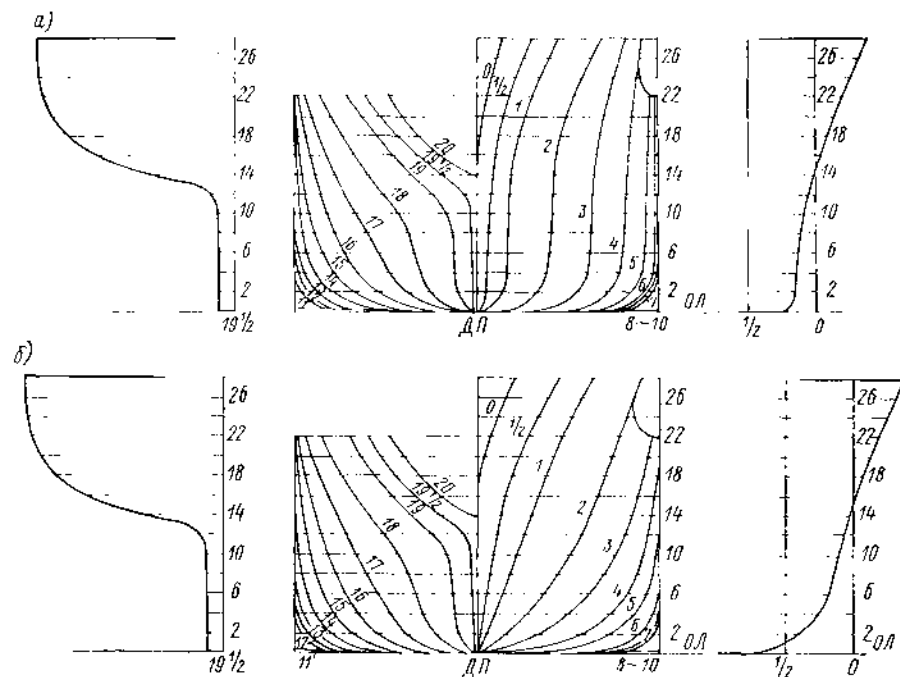


Рис. VII.11. Теоретический корпус и штевли моделей серии универсальных морских транспортных судов ($\delta = 0,70$): а — U-образная носовая оконечность; б — V-образная носовая оконечность.

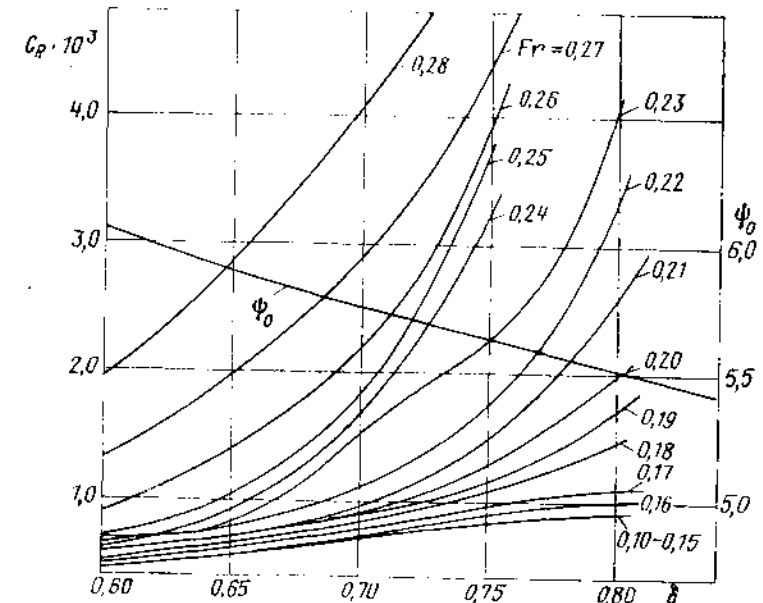


Рис. VII.12. Зависимость коэффициента остаточного сопротивления и стандартных значений относительной длины ψ_0 от δ ($B/T = 2,5$).

физические составляющие согласно (VI.16). В этом случае коэффициент C_{W0} определяется по формуле

$$C_{W0} = C_{W0}(\delta) k_{\psi} k_{B/T} a_{B/T} k'_{x_c} \quad (VII.6)$$

Коэффициент $C_{W0}(\delta)$ вычисляется как разность значений коэффициентов C_R , снимаемых с графика на рис. VII.12 для расчетного числа Fr и минимального на диаграмме $Fr = 0,10 \div 0,15$:

$$C_{W0}(\delta) = C_{R(Fr)} - C_{R(Fr = 0,10 \div 0,15)}$$

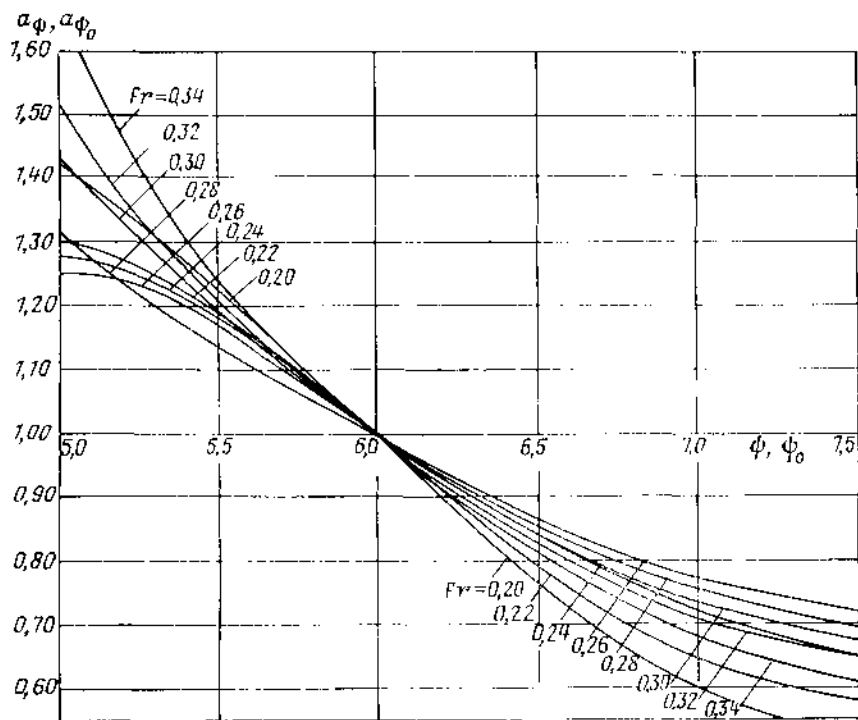


Рис. VII.13. Зависимость коэффициента влияния $a_{\psi} = C_R(\psi)/C_R(\psi=6,0)$ от ψ .

Коэффициенты k_{ψ} и $k_{B/T} a_{B/T}$ определяются по графикам рис. VII.13 и VII.14 аналогично расчету по формуле (VII.5). Для нахождения поправочного коэффициента k'_{x_c} на несоответствие в значениях \bar{x}_c служат диаграммы на рис. VII.16, каждая из которых относится к соответствующему значению коэффициента δ .

Коэффициент влияния формы корпуса на вязкостное сопротивление k рассчитывается по формуле

$$k = k(\delta, \bar{x}_c) k_{\psi} k_{B/T} a_{B/T} \quad (VII.7)$$

где $k(\delta, \bar{x}_c)$ определяется по графику на рис. VII.17 интерполяцией по коэффициенту δ между кривыми $\delta = \text{const}$. Поправочные коэффициенты k_{ψ} и $k_{B/T} a_{B/T}$ снимаются с графиков на рис. VII.13 и VII.14 соответственно, также как при расчете по формуле (VII.5).

В приведенном выше способе расчета сопротивления по материалам отечественной систематической серии опущены диаграммы, позволяющие учесть влияние коэффициента вертикальной полноты носовой оконечности χ_{VF} (формы носовых шпангоутов). Это представлялось возможным ввиду более слабого влияния последнего на C_R по сравнению с другими варьируемыми характеристиками. Предполагается, что зависимости поправочного множителя k'_{x_c} от \bar{x}_c , построенные для моделей с U-образными шпангоутами, остаются в силе и для других обводов носовой оконечности. Полный комплект диаграмм и схема расчета, позволяющие учесть совместное влияние на сопротивление \bar{x}_c и χ_{VF} , приведены в [12].

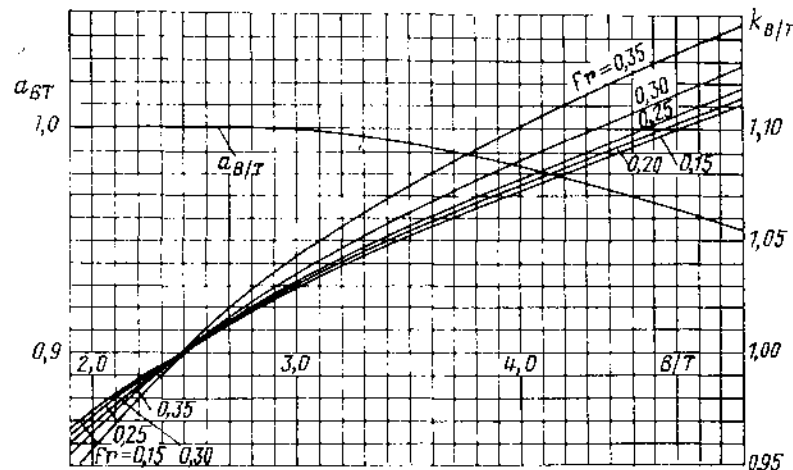


Рис. VII.14. Зависимость коэффициентов влияния $k_{B/T}$ и $a_{B/T}$ от B/T ;

$$k_{B/T} a_{B/T} = C_R(B/T)/C_R(B/T = 2,5)$$

В качестве примера в табл. VII.3 выполнен расчет буксировочной мощности рыбпромисловской базы со следующими основными элементами: $L = 186,5$ м; $L/B = 7,18$; $P/T = 3,34$; $\psi = 6,25$; $x_c = -1,4\%$ L_{PR} ; $\delta = 0,725$; $\Omega = 5780$ м²; и умеренно U-образными носовыми обводами.

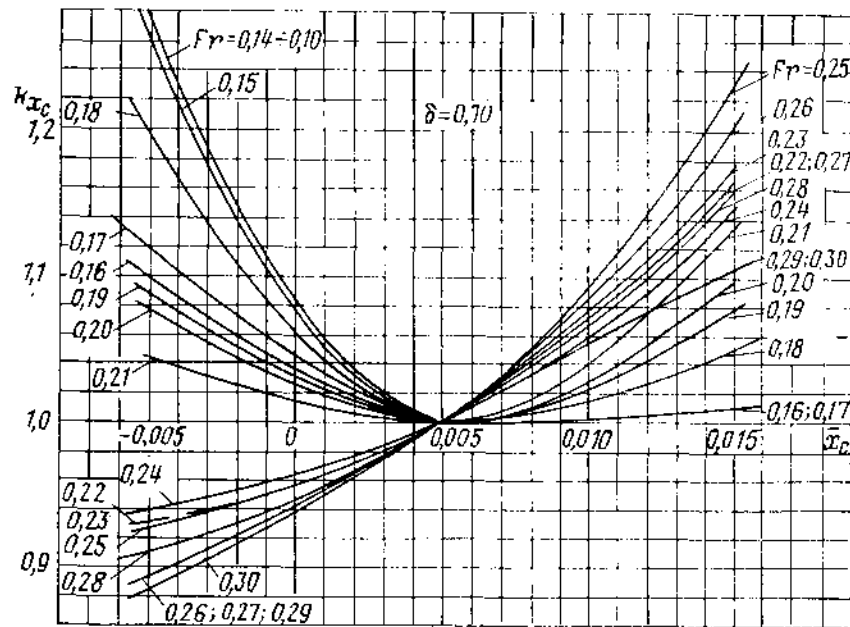
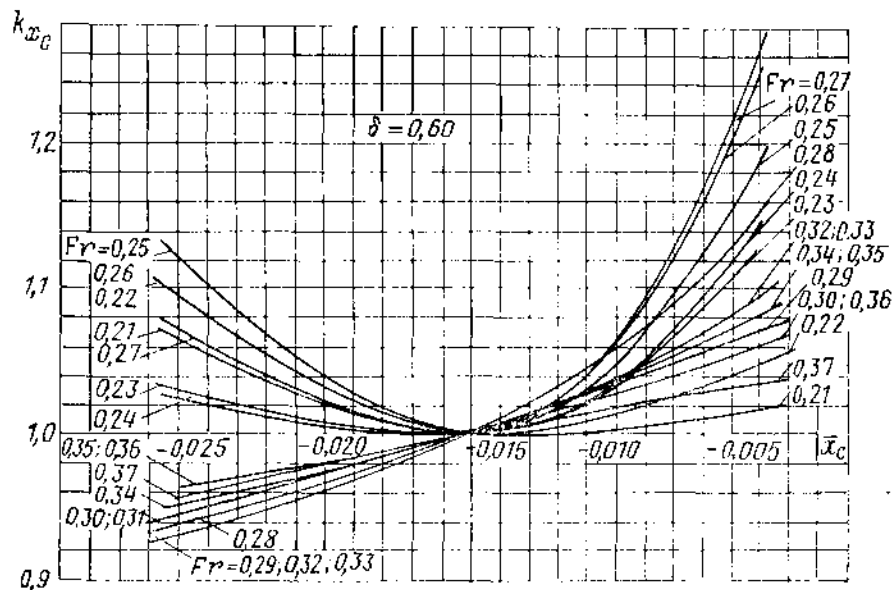
Серия судов полных обводов. Крупнотоннажные танкеры и рудовозы с коэффициентами общей полноты $\delta \geq 0,80$ начали применяться сравнительно недавно. Поэтому известно относительно небольшое количество экспериментальных исследований сопротивления этих объектов. Помимо систематической серии моделей, испытанной исследовательским институтом судостроения в Токио (см. табл. VII.1, п. 5) [101], наиболее крупным исследованием в этой области является отечественная серия судов с большой полнотой обводов (см. табл. VII.1, п. 4) [46]. Основные геометрические характеристики судов этой серии приведены в табл. VII.1.

Теоретические чертежи корпуса моделей для исследованных вариантов обводов носовой и кормовой оконечностей приведены на рис. VII.18 и VII.19 соответственно. На рис. VII.20 изображены контуры штевней тех же моделей.

Как видно из перечня варьируемых параметров (табл. VII.1), в серии большое внимание уделялось исследованию различных форм носовой и кормовой оконечностей. По гидродинамическим особенностям воздействия на обтекание корпуса и его сопротивление, рассматриваемым в гл. VIII, все исследованные носовые обводы можно подразделить на обводы с заостренным ГВЛ (бульбовые) и обводы с приплюсненным носовой ветви ГВЛ (цилиндрические, таранно-конические).

При расчете сопротивления судна в соответствии с традиционной схемой разделения на составляющие коэффициент C_R для всех рассматриваемых форм обводов определяется по формуле

$$C_R = C_R(\delta, L, B) k_{B/T} k'_{x_c} k_A \quad (VII.8)$$



где k_A — коэффициент, учитывающий различия в форме кормовых обводов по сравнению с U-образной, принятой в качестве основной.

Коэффициент $C_R(\delta, L/B)$ снимается с диаграмм рис. VII.21—VII.23 для соответствующей формы носовой оконечности с линейной интерполяцией по коэффициенту δ . Коэффициент $k_{B/T}$, учитывающий несоответствие расчетного и стандартного значений B/T , для всех вариантов носовых обводов определяется по графику на рис. VII.24. Коэффициент $k_{x_c} = a_{x_c}/a_{x_{c_0}}$ вычисляется как отношение значений коэффициента влияния $a_{x_c} = C_R(x_c)/C_R(x_c=0.022)$, определяемых для расчетного значения x_c и стандартного значения x_{c_0} , указанного для различных δ на рис. VII.21—VII.23. Коэффициенты влияния a_{x_c} для носовых обводов с заострением и притуплением ГВЛ снимаются с диаграммы рис. VII.25. В случае, если кормовые обводы отличаются от U-образных, вводится поправочный коэффициент $k_A =$

$C_{R(A)}, C_{R(U-образная)}$, значения которого находятся по табл. VII.4.

Приближенное определение сопротивления по схеме, основанной на разделении его на физические составляющие с использованием материалов серии производится по следующей формуле:

$$C_{W0} = C_{W0}(\delta, L/B) k_{B/T} k'_{x_c} k'_A \quad (VII.9)$$

Коэффициент $C_{W0}(\delta, L/B)$ определяется как разность значений коэффициентов C_R для расчетного числа Fr и минимального значения $Fr = 0.10$; $C_{W0}(\delta, L/B) = C_R(Fr) - C_R(Fr = 0.10)$, снимаемых с диаграмм рис. VII.21—VII.23 с линейной интерполяцией по δ . Коэффициент $k_{B/T}$ определяется для всех вариантов носовых обводов по графику рис. VII.24. Аналогично расчету по формуле (VII.8), коэффициент k'_{x_c} находится как отношение $k'_{x_c} = a'_{x_c}/a'_{x_{c_0}}$. Коэффициенты a'_{x_c} и $a'_{x_{c_0}}$ снимаются для расчетного и стандартного значений x_c и x_{c_0} с диаграмм на рис. VII.26, построенных для носовых обводов с заострением и притуплением ГВЛ соответственно. Коэффициент влияния формы корма $k'_A = C_{W0(A)}/C_{W0(U-образная)}$ определяется по табл. VII.5.

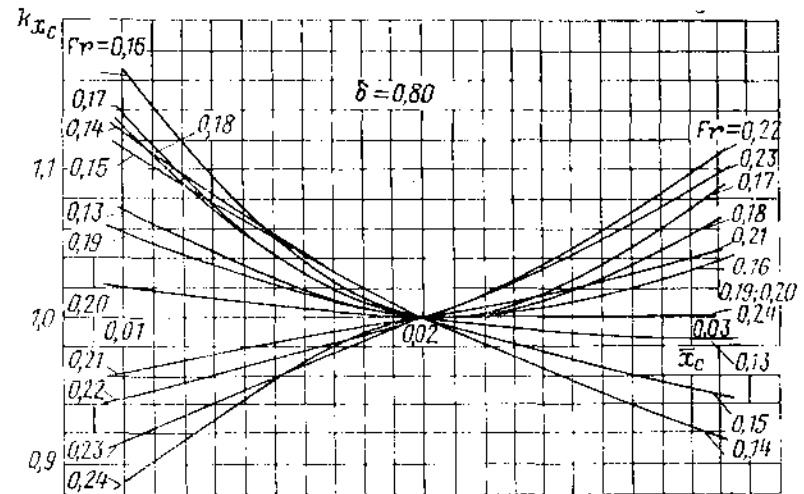


Рис. VII.15. Зависимость коэффициента влияния k_{x_c} от x_c .

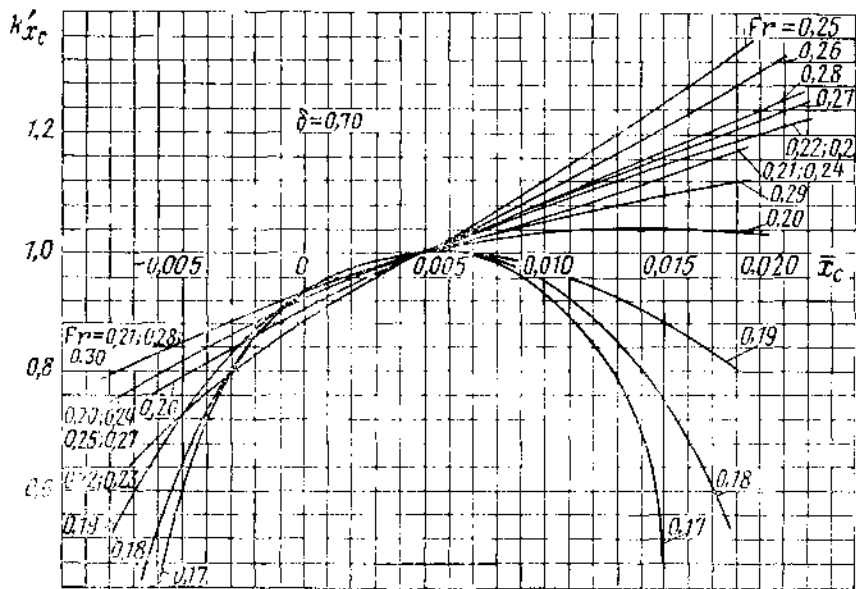
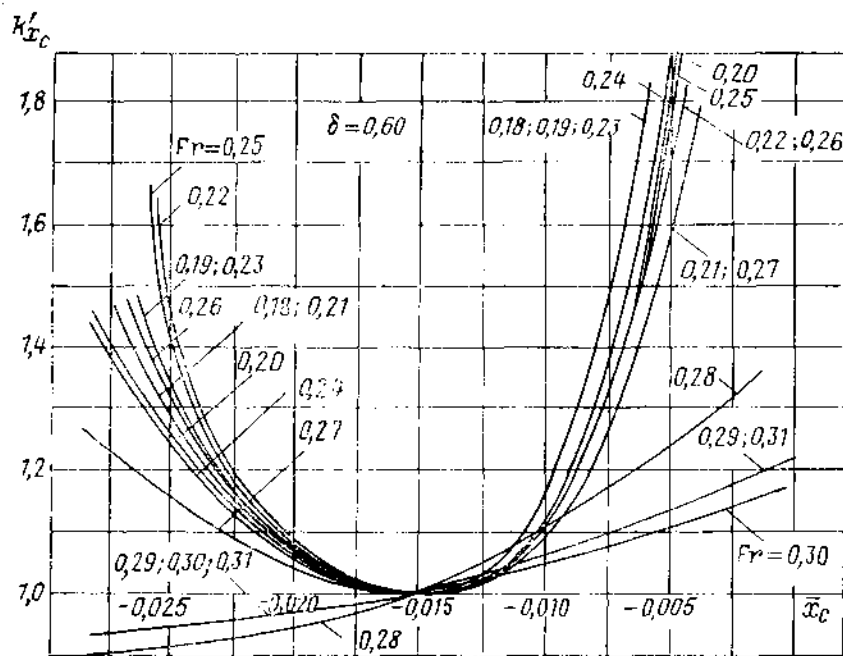


Рис. VII.16. Зависимость коэффи

Коэффициент влияния формы на вязкостное сопротивление рассчитывается по формуле

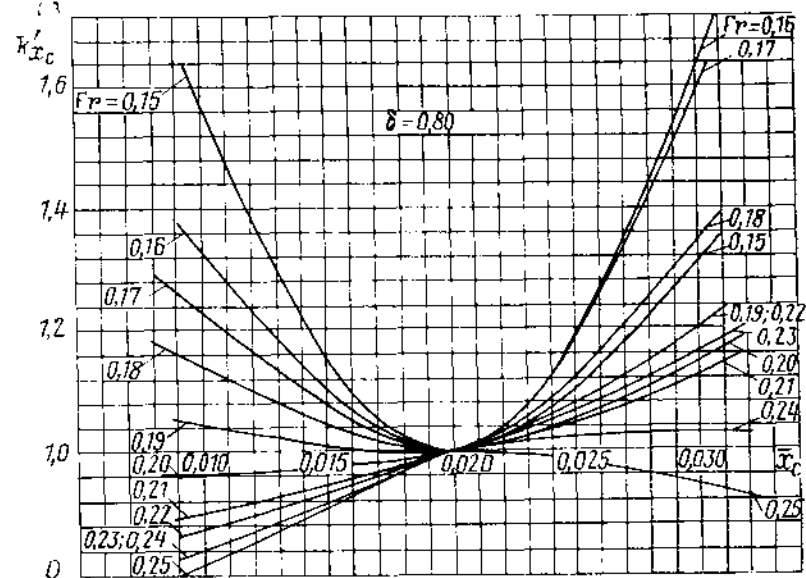
$$k = k(\delta, L/B) k_{\bar{x}_c} k_{kA}. \quad (\text{VII.10})$$

Коэффициент $k(\delta, L/B)$ определяется по диаграммам на рис. VII.27 для соответствующей формы носовой оконечности. Коэффициент $k_{kA} = a_{kx_c} / a_{kx_c_0}$ рассчитывается так же, как аналогичные коэффициенты в формулах (VII.8) и (VII.9), причем коэффициенты a_{kx_c} и $a_{kx_c_0}$ снимаются с графика на рис. VII.28 в зависимости от характера носовых обводов. Коэффициент k_{kA} , применяемый в тех случаях, когда кормовые обводы отличаются от U-образных, $k_{kA} = k_A / k_{U\text{-образная}}$ находится по графику на рис. VII.29 для соответствующей формы кормовой оконечности.

В табл. VII.6 приведен пример расчета по материалам серии судов полных обводов буксировочной мощности крупнотоннажного судна для перевозки нефти и навалочных грузов со следующими элементами: $L = 244,4$ м; $L/B = 6,3$; $B/T = 2,67$; $\delta = 0,80$; $\bar{x}_c = 0,0358$; $Q = 13\,960$ м³; цилиндрическими носовыми и V-образными кормовыми обводами.

Серия 60. Одно из крупных зарубежных систематических исследований сопротивления и взаимодействия гребного винта с корпусом морских транспортных судов было проведено опытовым бассейном им. Д. Тейлора и известно под названием «Серия 60» [97]. Исходные модели серии отличаются пятью значениями коэффициента общей полноты ($\delta_{pp} = 0,60; 0,65; 0,70; 0,75$ и $0,80$). Форма обводов исходных моделей характеризуется U-образными носовыми шпангоутами, значительным заострением носовых ветвей ватерлиний, кормовыми обводами крейсера типа [12]. Результаты испытаний моделей серии пригодны для расчета сопротивления универсальных сухогрузных судов и среднетоннажных танкеров без носового бульба.

Помимо коэффициента δ_{pp} в серии варьируются: $L/B = 5,50 \div 8,50$ или $\psi = L/V^{1/3} = 4,5 \div 7,5$; $B/T = 2,50; 3,00; 3,50$; $\bar{x}_c = -0,025 \div 0,005$ ($\delta_{pp} = 0,60$); $\bar{x}_c = -0,025 \div 0,014$ ($\delta_{pp} = 0,65$); $\bar{x}_c = -0,021 \div 0,025$ ($\delta_{pp} = 0,70$); $\bar{x}_c = 0,005 \div 0,035$ ($\delta_{pp} = 0,75$); $\bar{x}_c = 0,008 \div 0,035$ ($\delta_{pp} = 0,80$).



циента k'_{x_c} от \bar{x}_c .

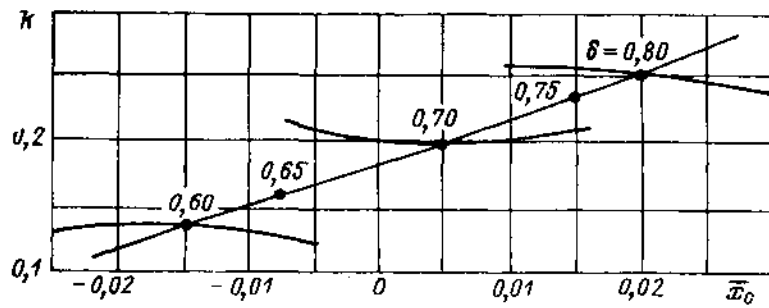


Рис. VII.17. Зависимость форм-фактора k от δ и \bar{x}_c .

Общее число испытанных моделей - 62. Характерный теоретический чертеж одной модели представлен на рис. VII.30. Сведения об условиях испытаний моделей приведены в табл. VII.1, п. 1. В оригинальной обработке результаты испытаний представлены в виде диаграмм постоянных значений удельного остаточного сопротивления R_R/D в функции от δ_{pp} и L_{pp}/B , относительной скорости v_s/\sqrt{L} и отно-

Таблица VII.3. Расчет буксировочной мощности по материалам серии судов с умеренной полнотой обводов

№ п/п.	Обозначение расчетных величин	Численные значения					
		12	13	14	15	16	17
1	$v_s, \text{уз}$						
2	$v, \text{м/с}$	6,18	6,70	7,20	7,72	8,24	8,75
3	$v^2, \text{м}^2/\text{с}^2$	38,19	44,89	51,84	59,60	67,90	76,56
4	$Fr - v/\sqrt{gL}$	0,144	0,156	0,168	0,180	0,193	0,204
5	$C_R \cdot 10^3 = f(\delta)$ (см. рис. VII.12)	0,760	0,780	0,840	0,840	0,980	1,100
6	k_{x_c} (см. рис. VII.15)	1,000	1,010	1,010	1,040	1,065	1,080
7	$k_\psi - a_\psi/a_{\psi_0}$ (см. рис. VII.13)	0,78	0,78	0,78	0,78	0,78	0,78
8	$k_{B/T} \alpha_{B,T} = C_R(B,T=3,34) / C_R(B,T=2,5)$ (см. рис. VII.14)	1,042	1,042	1,042	1,042	1,042	1,042
9	$C_R \cdot 10^3 = [5] \cdot [6] \cdot [7] \cdot [8]$	0,618	0,640	0,689	0,794	0,848	0,965
10	$Re \cdot 10^{-8} = (vL/v) \cdot 10^{-8}$	7,15	7,76	8,34	8,94	9,55	10,15
11	$C_{FO} \cdot 10^3 = f(Re)$ [по формуле (II.4)]	1,638	1,621	1,606	1,592	1,579	1,568
12	$C_A \cdot 10^3$	0,20	0,20	0,20	0,20	0,20	0,20
13	$C_{AP} \cdot 10^3$	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10
14	$C \cdot 10^3 = [9] + [11] + [12] + [13]$	2,556	2,561	2,595	2,686	2,727	2,833
15	$R = (\rho/2) \Omega [3] \cdot [14], \text{кН}$	289,4	340,9	398,9	474,7	549,1	643,2
16	$P_E = [2] \cdot [15], \text{кВт}$	1790	2280	2870	3660	4520	5630

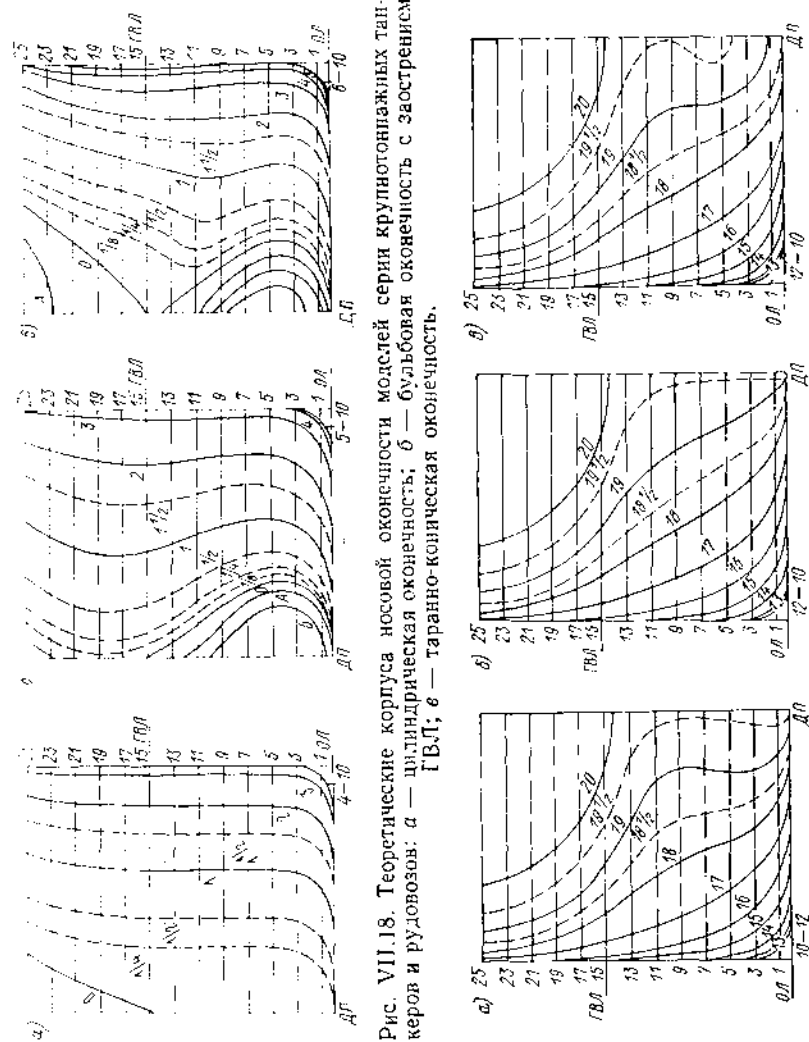


Рис. VII.18. Теоретические корпусы носовой оконечности моделей серии крупнотоннажных танкеров и рудозов: а — цилиндрическая оконечность; б — бульбовая оконечность с заострением $\Gamma B/L$; в — таранно-коническая оконечность.

Рис. VII.19. Теоретические корпусы кормовой оконечности моделей серии крупнотоннажных танкеров и рудозов: а — U-образная оконечность; б — V-образная оконечность; в — сигарообразная оконечность.

шения B/T . При этом использовались английская система мер, а в качестве экстраполятора трения — формула Шенхерра (II.3).

С. П. Мурагиным материалы 60-й серии были переработаны с целью представления результатов в форме, принятой в отечественной практике. При этом сопро-

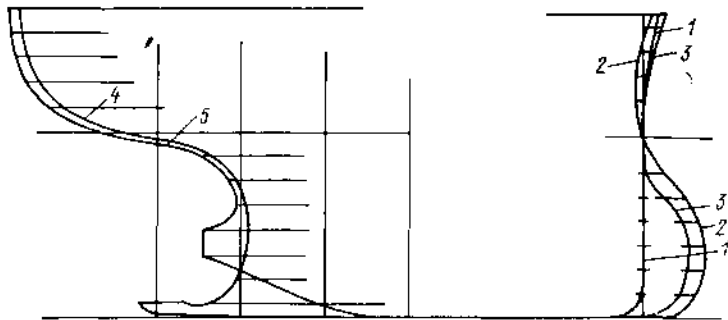


Рис. VII.20. Очертания штевей моделей серии крупнотоннажных танкеров и рудовозов.

1, 2, 3 — цилиндрическая, бульбовая и таранно-коническая носовая оконечность соответственно; 4 — U- и V-образные кормовые оконечности; 5 — сигарообразная кормовая оконечность.

тивление трения моделей определялось по формуле (II.4). Поэтому каких-либо поправок при использовании приведенных ниже диаграмм вводить не требуется.

При расчете по диаграммам С. П. Мурагина коэффициент остаточного сопротивления C_R определяется по формуле

$$C_R = C_R(\psi, \delta_{pp}, B/T) k_{xc} \quad (VII.11)$$

Таблица VII.4. Поправочные коэффициенты k_{xc} на влияние формы кормовых обводов

Fr	$\delta = 0,800$		$\delta = 0,825$		$\delta = 0,850$	
	V-образная	Сигарообразная	V-образная	Сигарообразная	V-образная	Сигарообразная
0,12	0,914	1,096	0,696	0,752	0,784	0,602
0,13	0,809	1,020	0,689	0,769	0,811	0,610
0,14	0,758	0,969	0,696	0,787	0,834	0,624
0,15	0,750	0,969	0,724	0,794	0,875	0,700
0,16	0,758	1,060	0,740	0,802	0,890	0,746
0,17	0,838	0,956	0,795	0,769	0,920	0,780
0,18	0,900	0,908	0,831	0,880	0,941	0,839
0,19	0,900	0,945	0,875	0,884	0,998	0,860
0,20	0,868	0,972	0,867	0,867	0,941	0,825
0,21	0,938	0,938	0,831	0,884	0,916	0,825
0,22	0,922	1,030	0,880	0,955	0,926	0,855
0,23	0,914	1,070	0,702	0,740	0,795	0,610

Для определения $C_R(\psi, \delta_{pp}, B/T)$ используется комплект диаграмм, на каждой из которых приведена зависимость коэффициента C_R от относительной длины ψ или отношения L/B (в качестве L принята длина по грузовой палубе) при фиксированном значении δ_{pp} . Группа из пяти диаграмм относится к постоянному отно-

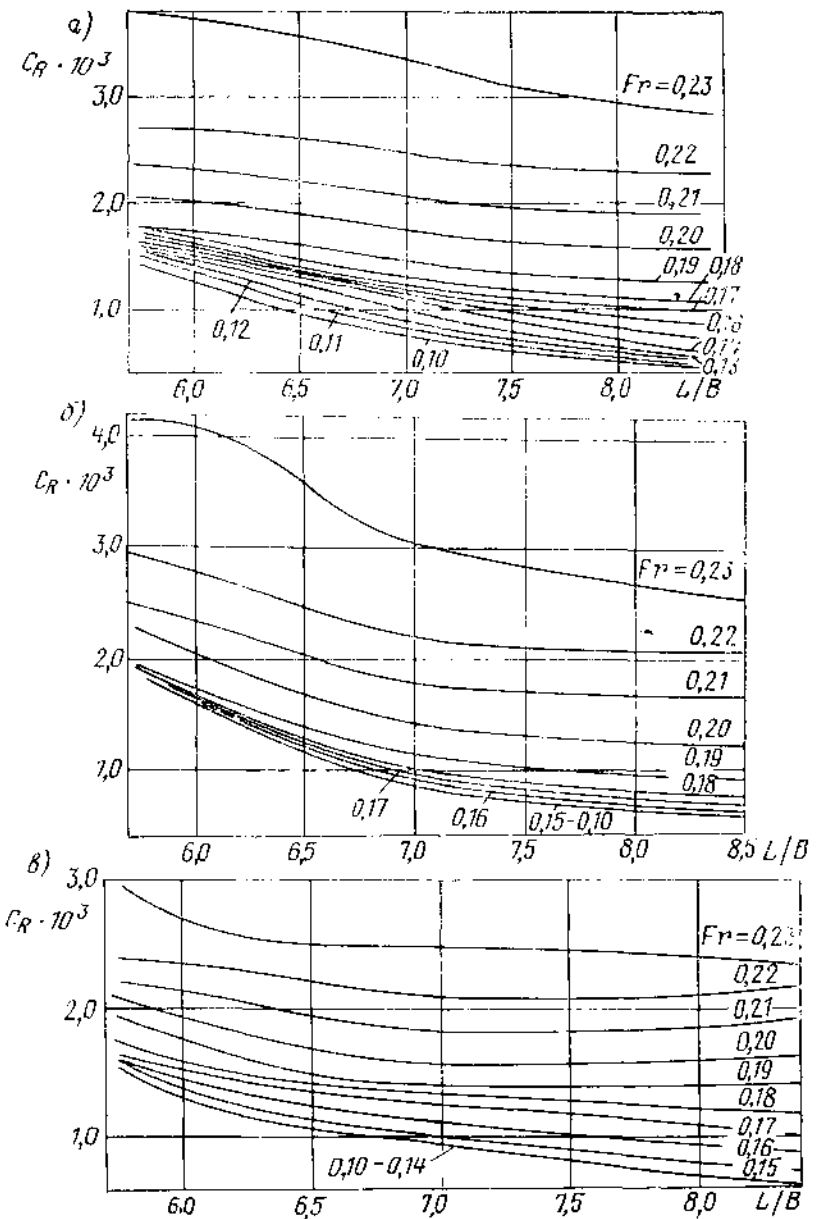


Рис. VII.21. Зависимость C_R от L/B ($\delta = 0,800$; $B/T = 2,7$; $\bar{x}_{c_0} = 0,020$): а — цилиндрическая носовая оконечность; б — бульбовая носовая оконечность; в — таранно-коническая носовая оконечность.

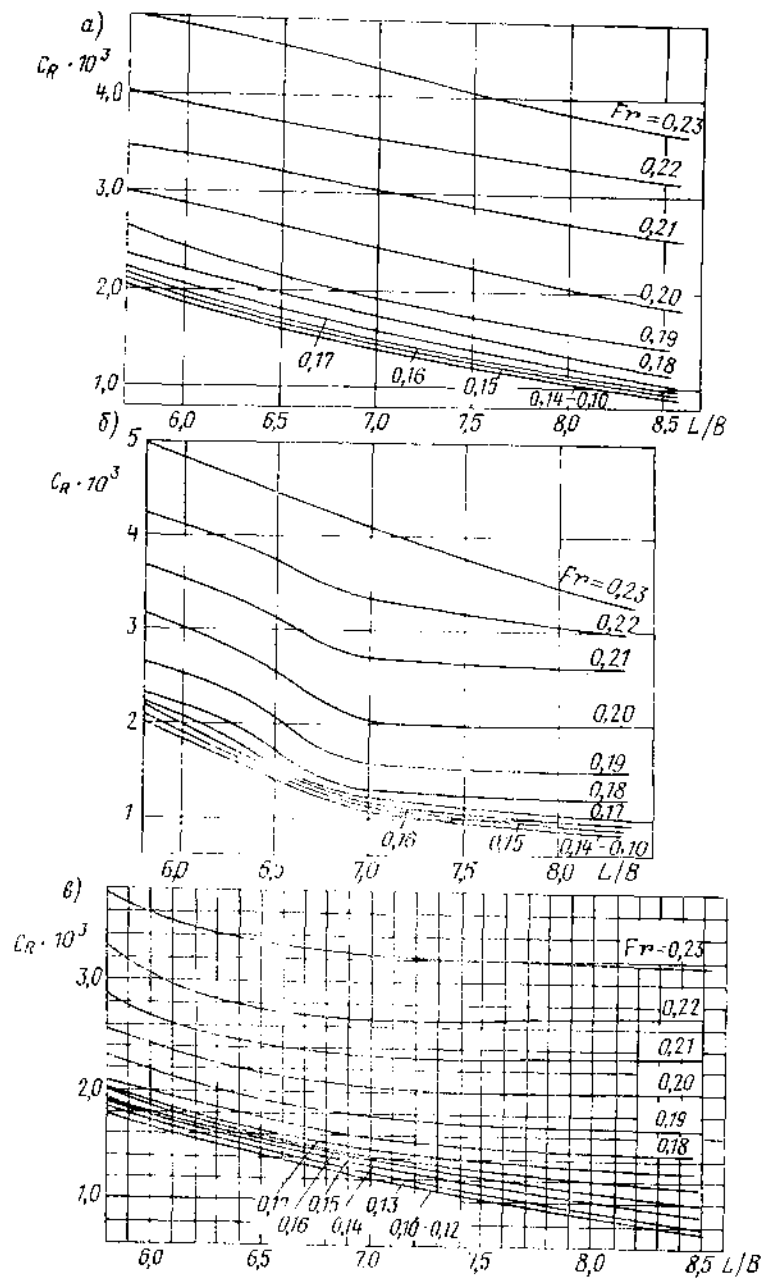


Рис. VII.22. Зависимость C_R от L/B ($\delta = 0,825$; $B/T = 2,7$; $\bar{x}_{c_0} = 0,0225$): а — цилиндрическая носовая оконечность; б — бульбообразная носовая оконечность; в — таранно-коническая носовая оконечность.

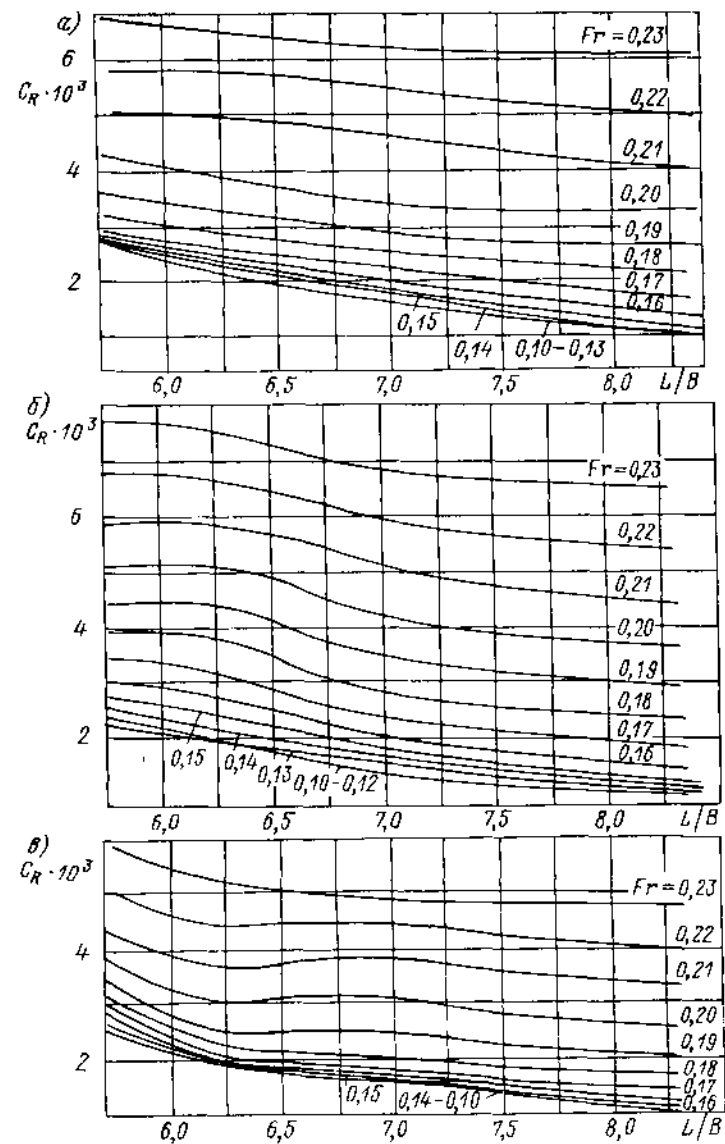


Рис. VII.23. Зависимость C_R от L/B ($\delta = 0,850$; $B/T = 2,7$; $\bar{x}_{c_0} = 0,025$): а — цилиндрическая носовая оконечность; б — бульбообразная носовая оконечность; в — таранно-коническая носовая оконечность.

Таблица VII.5. Поправочные коэффициенты k_A на влияние формы кормовых обводов

Fr	$\delta = 0,800$		$\delta = 0,825$		$\delta = 0,850$	
	V-образная	Сигарообразная	V-образная	Сигарообразная	V-образная	Сигарообразная
0,14	0,450	0,580	0,990	1,62	1,00	0,670
0,15	0,450	0,450	1,02	1,50	1,20	0,80
0,16	0,450	0,543	1,00	1,55	1,24	1,03
0,17	0,500	0,600	1,06	1,33	1,14	1,10
0,18	0,607	0,576	1,28	0,965	1,15	1,08
0,19	0,892	0,600	1,17	0,964	1,13	1,12
0,20	0,883	0,766	1,11	1,06	1,18	1,08
0,21	0,825	0,870	1,01	0,970	1,02	0,940
0,22	0,962	0,837	0,915	0,970	0,970	0,910
0,23	0,925	1,002	0,970	1,05	0,975	0,942

шению B/T , а именно: $B/T = 2,50$ — рис. VII.31; $B/T = 3,0$ — рис. VII.32; $B/T = 3,5$ — диаграммы рис. VII.33. При этом применяется линейная интерполяция по δ_{pp} и B/T .

Коэффициент $k_{\bar{x}_c} = C_R(\bar{x}_c)/C_R(\bar{x}_{c0})$ вычисляется как отношение коэффициентов C_R , определяемых для расчетного значения \bar{x}_c и базового \bar{x}_{c0} , указанного на каждой диаграмме рис. VII.31—VII.33 (в качестве базовых приняты оптималь-

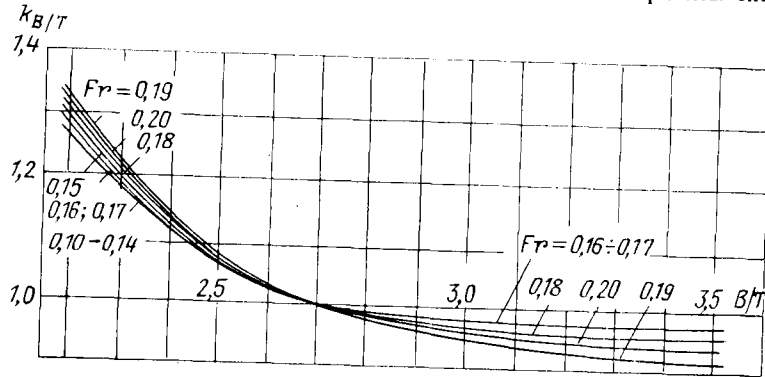


Рис. VII.24. Зависимость коэффициента влияния $k_{B/T} = C_R(B/T)/C_R(B/T=2,7)$ от B/T .

ные значения \bar{x}_c для каждого δ_{pp}). Коэффициент $C_R(\bar{x}_c)$ снимают с графиков рис. VII.34, выбирая диаграмму, соответствующую значению δ_{pp} , наиболее близкому к расчетному.

Сэбит произвел обработку результатов испытаний моделей 60-й серии, также как и серии BSRA (табл. VII.1, п. 7), в форме уравнений регрессии, позволяющих вычислять коэффициент полного сопротивления судна стандартной длины 400 фут [50]. Эти материалы с корректировкой на фактическую длину судна могут быть использованы при расчете сопротивления с применением ЭВМ.

Серии рыбопромысловых судов. Первое отечественное систематическое исследование сопротивления и характеристик ходкости промысловых судов различных

Таблица VII.6. Расчет буксировочной мощности по материалам серии судов полных обводов

№ п/п.	Обозначение расчетных величин	Численные значения	
		13	14
1	$v_s, \text{уз}$	6,70	7,20
2	$v, \text{м/с}$	44,89	51,84
3	$v^3, \text{м}^3/\text{с}^3$	0,136	0,147
4	$Fr = v/\sqrt{gL}$	1,38	1,42
5	$C_R \cdot 10^3 = f(\delta, L/B)$ (см. рис. VII.21, а)	1,0	1,0
6	$k_{B/T} = C_R(B/T=2,67)/C_R(B/T=2,7)$ (см. рис. VII.24)	0,650	0,660
7	$k_{x_c} = a_{x_c}(\bar{x}_c=0,0388)/a_{x_c}(\bar{x}_c=0,02)$ (см. рис. VII.25, б)	0,780	0,753
8	k_A (см. табл. VII.4)	0,700	0,710
9	$C_R \cdot 10^3 = [5] \cdot [6] \cdot [7] \cdot [8]$	1,018	1,094
10	$Re \cdot 10^{-9} = (vL/\nu) \cdot 10^{-9}$	1,567	1,553
11	$C_{F0} \cdot 10^3 = f(Re)$ [по формуле (II.4)]	0,10	0,10
12	$C_A \cdot 10^3$	0,05	0,05
13	$C_{AP} \cdot 10^3$	2,420	2,413
14	$C \cdot 10^3 = [9] + [11] + [12] + [13]$	778,0	895,9
15	$R = (\rho/2) \Omega \cdot [3] \cdot [14], \text{кН}$	5210	6450
16	$P_E = [2] \cdot [15], \text{кВт}$	1039,8	13010

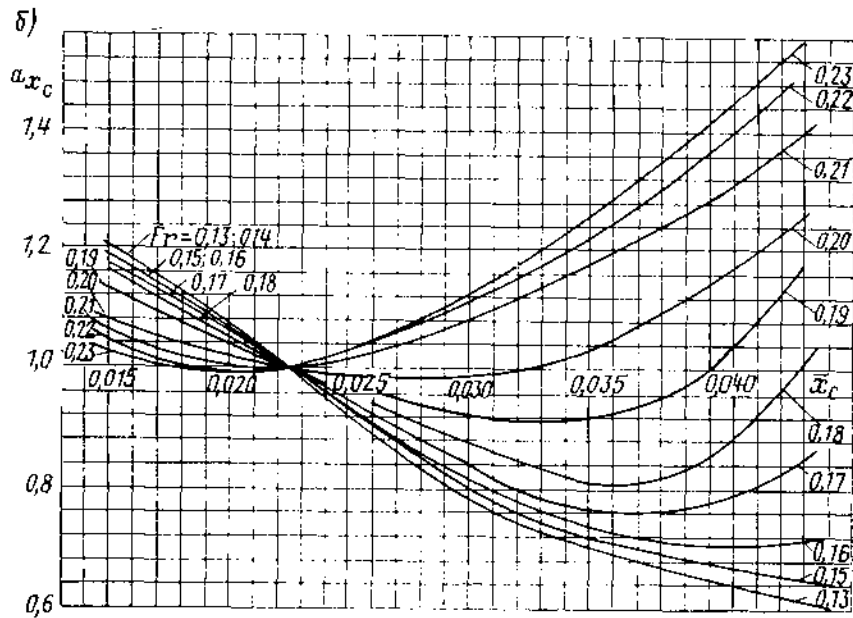
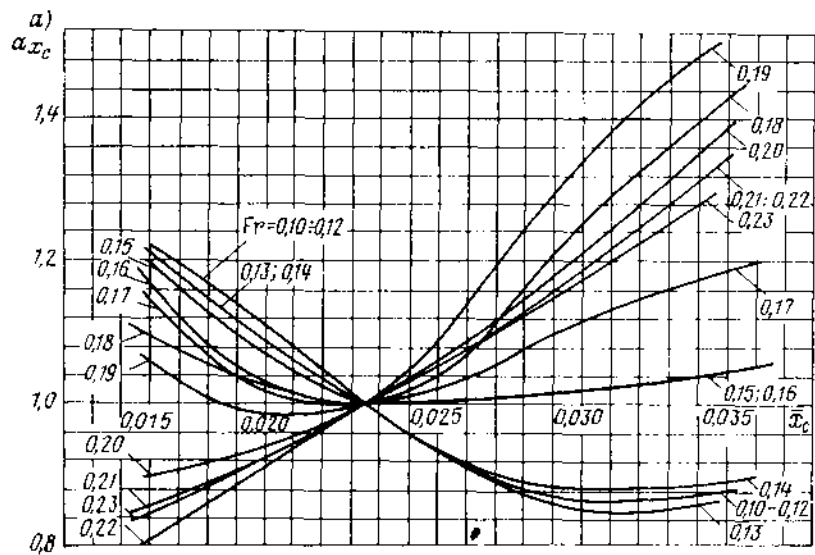


Рис. VII.25. Зависимость коэффициента влияния $a_{x_c} = C_{R(x_c)} / C_{R(x_c=0.0225)}$ от \bar{x}_c для носовых обводов: а — с заострением ГВЛ; б — с притуплением ГВЛ.

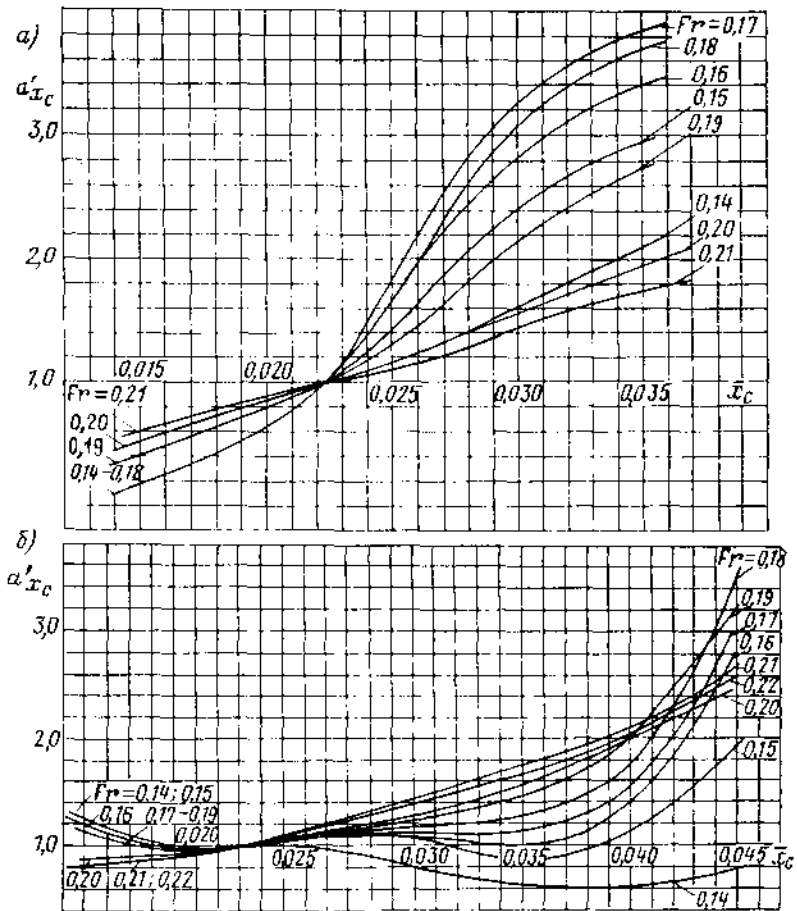


Рис. VII.26. Зависимость коэффициента влияния $a'_{x_c} = C_{W0(x_c)} / C_{W0(x_c=0.0225)}$ от \bar{x}_c для носовых обводов: а — с заострением ГВЛ; б — с притуплением ГВЛ.

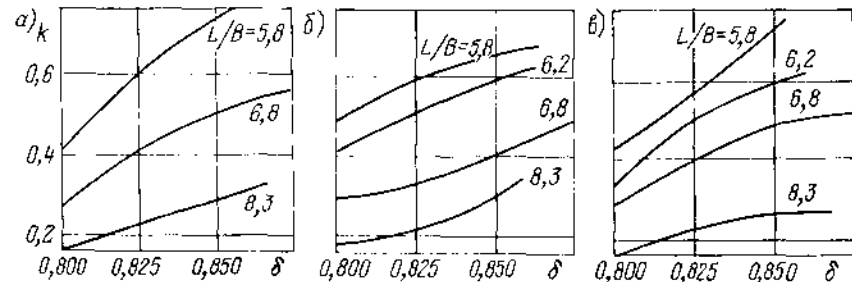


Рис. VII.27. Зависимость форм-фактора k от δ и L/B : а — цилиндрическая носовая оконечность; б — бульбообразная носовая оконечность; в — таранно-коническая носовая оконечность.

типов выполнено В. А. Ерошиным. Были испытаны модели трех серий: больших рыболовных траулеров, среднетоннажных [19] и малых [20] промысловых судов. Ниже в виду наибольшей перспективности приводятся материалы двух последних серий.

Исходные модели серий среднетоннажных и малых промысловых судов при различных значениях отношения L_{pp}/B имеют одинаковую базовую форму

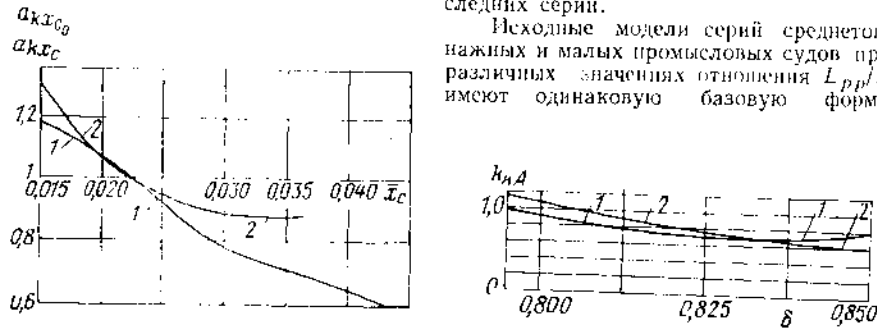


Рис. VII.28. Зависимость коэффициента влияния $a_{kk_c} = k(x_c)/k(x_c=0,0225)$ от \bar{x}_c для различных типов носовых обводов.

1 — носовые обводы с притуплением ГВЛ; 2 — носовые обводы с заострением ГВЛ.

Рис. VII.29. Зависимость коэффициента влияния k_{nA} от δ для различных форм кормовой оконечности.

1 — V-образная форма кормы; 2 — сигарообразная форма кормы.

обводов, которая может быть охарактеризована теоретическим корпусом, приведенным на рис. VII.30. В обеих сериях варьируются одни и те же основные геометрические параметры корпуса (φ_{pp} , L_{pp}/B , B/T , β , x_c), однако пределы их изменения

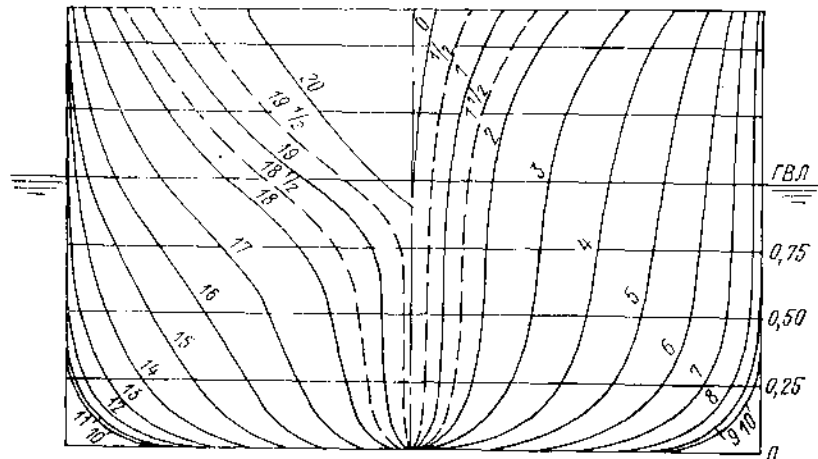


Рис. VII.30. Теоретический корпус модели серии 60 ($L: B = 7,5$; $\delta = 0,6$).

различны: в серии среднетоннажных промысловых судов $0,55 \leq \varphi_{pp} \leq 0,70$; $3,5 \leq L_{pp}/B \leq 5,0$; $2,3 \leq B/T \leq 3,2$; $0,65 \leq \beta \leq 0,92$; $-0,03 \leq x_c \leq 0,01$; в серии малых промысловых судов $0,50 \leq \varphi_{pp} \leq 0,72$; $2,5 \leq L_{pp}/B \leq 3,5$; $2,6 \leq B/T \leq 4,0$; $0,75 \leq \beta \leq 0,92$; $-0,05 \leq x_c \leq -0,01$.

Результаты буксировочных испытаний моделей серий в виде зависимости коэффициента C_R от каждого варьируемого параметра при фиксированных базовых

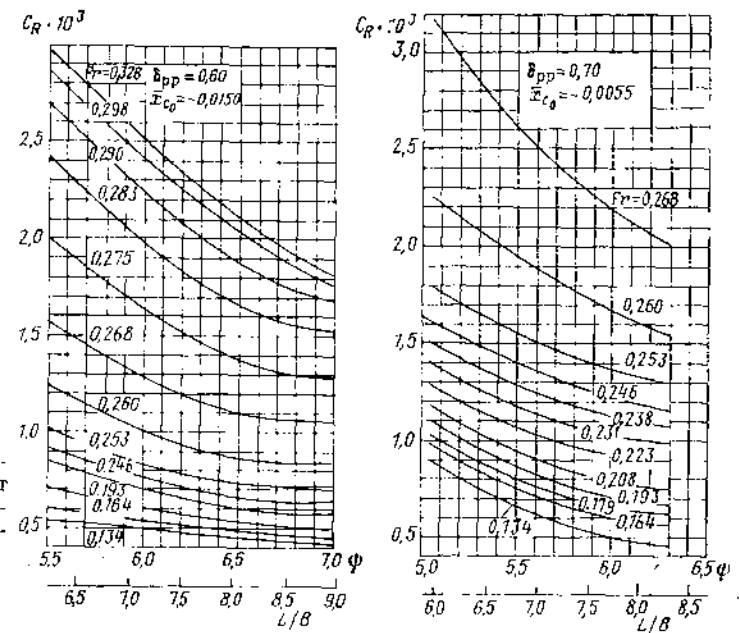
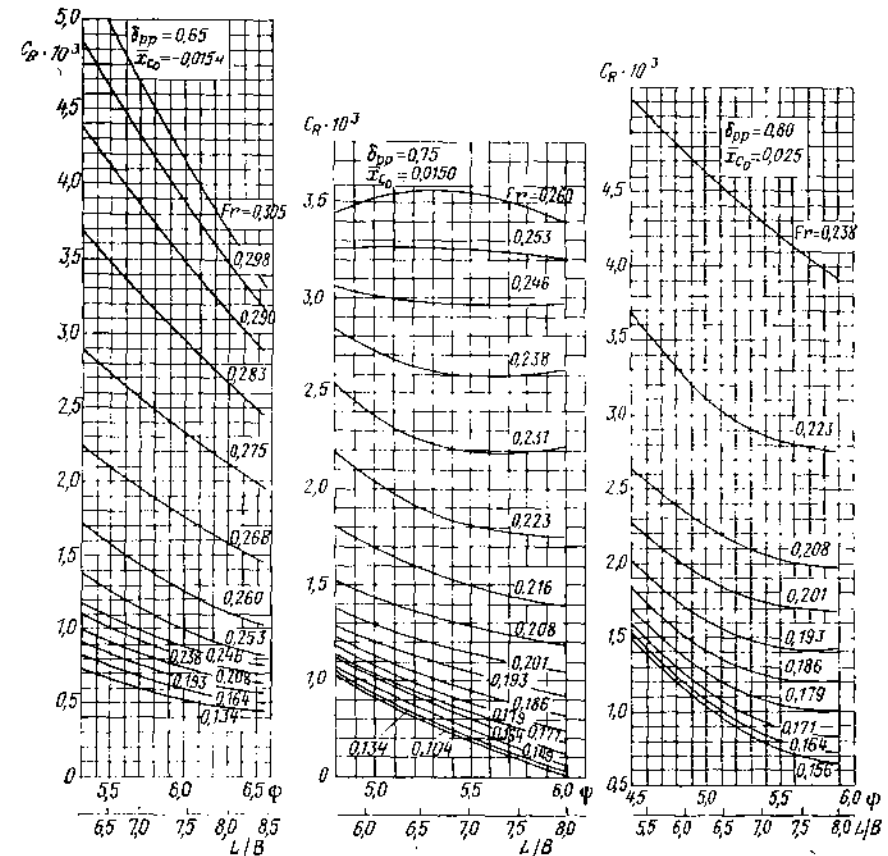


Рис. VII.31. Зависимость C_R от ψ и L/B при различных значениях δ_{pp} и $B/T = 2,5$



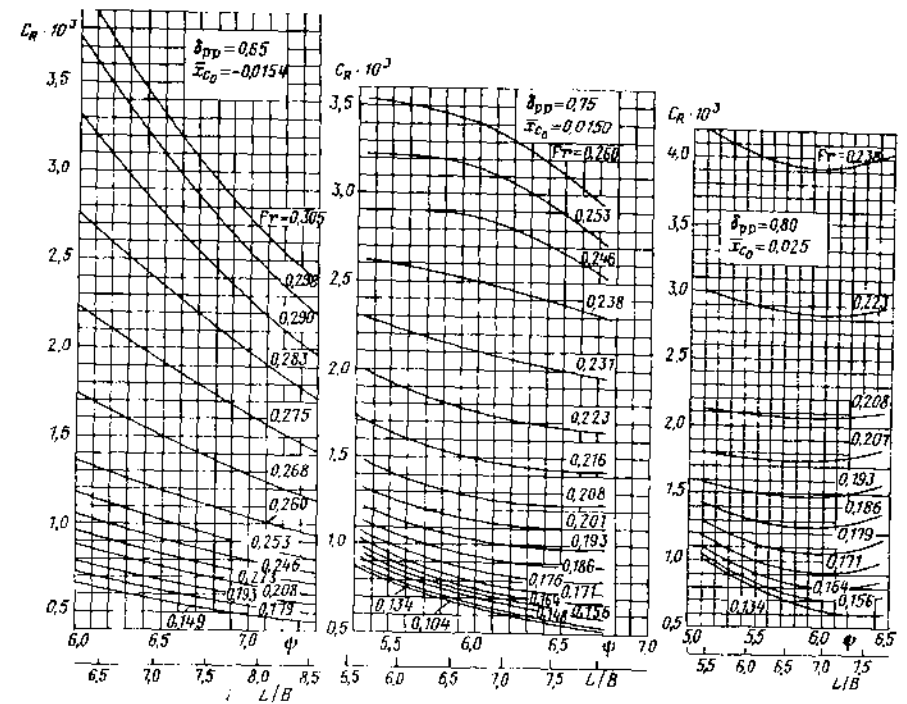
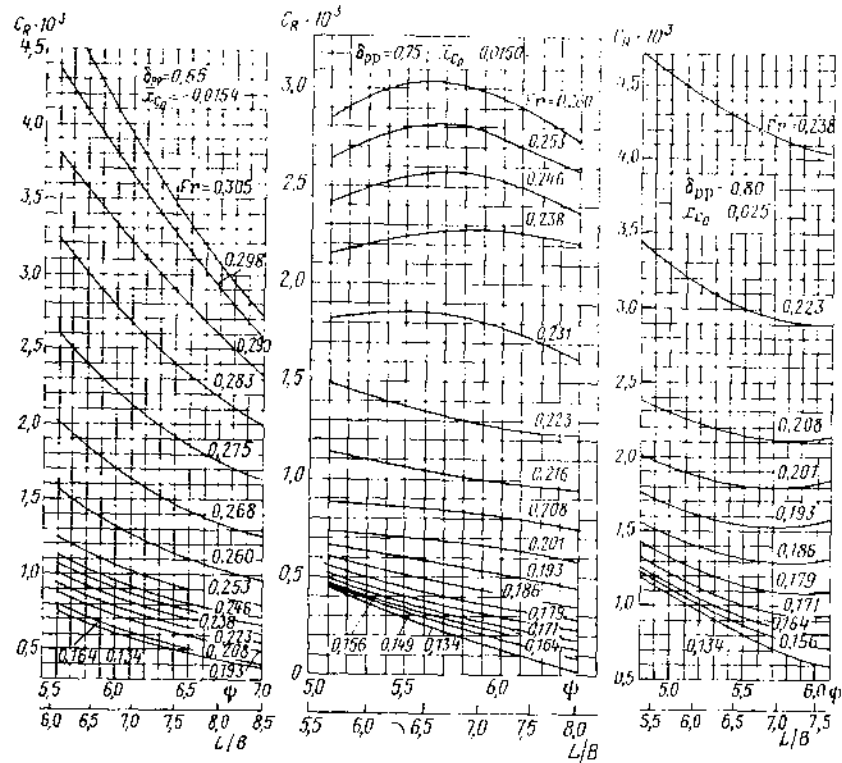
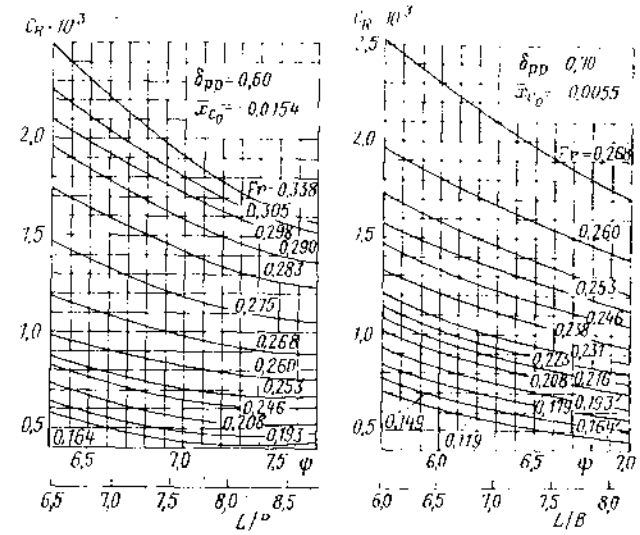
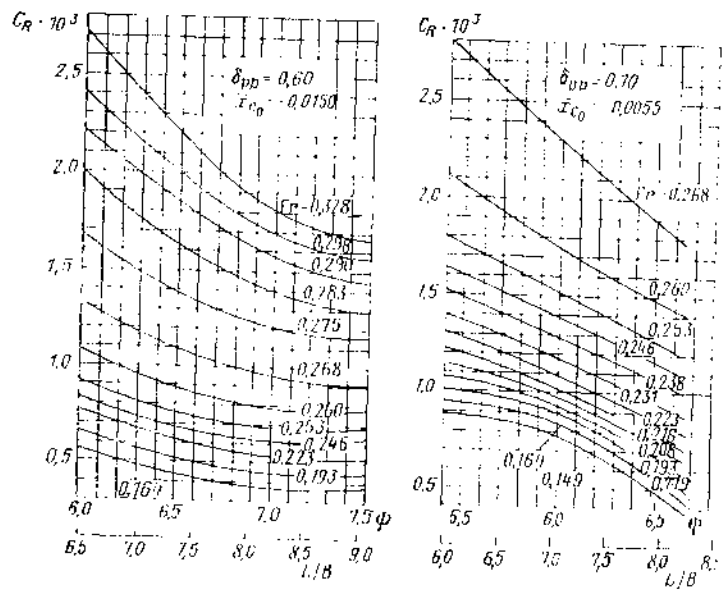


Рис. VII.32. Зависимость C_R от ψ и L/B при различных значениях δ_{pp} и $B/T = 3,0$.

Рис. VII.33. Зависимость C_R от ψ и L/B при различных значениях δ_{pp} и $B/T = 3,5$.

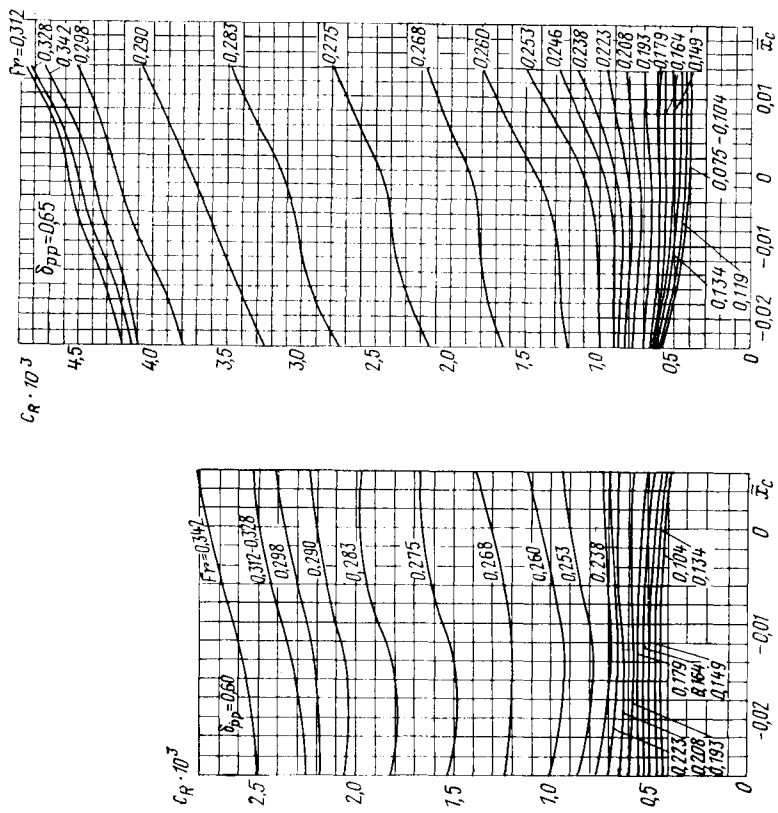


Рис. VII.34. Зависимость C_R от \bar{x}_c при различных значениях δ_{pp} .

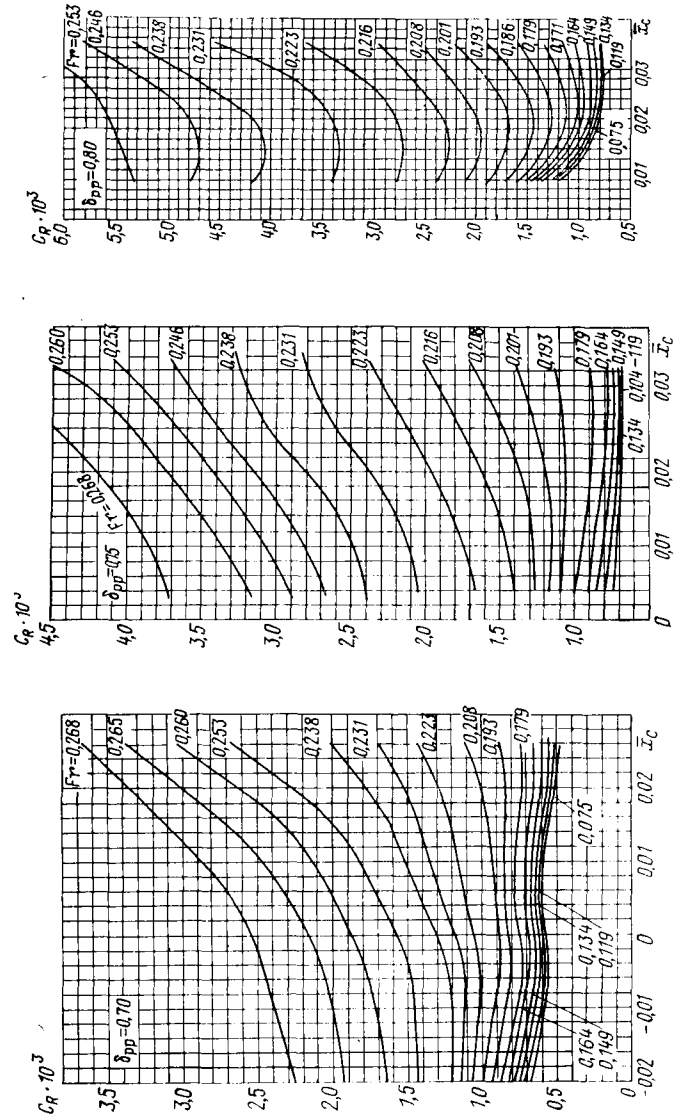


Рис. VII.34. Зависимость C_R от \bar{x}_c при различных значениях δ_{pp} .

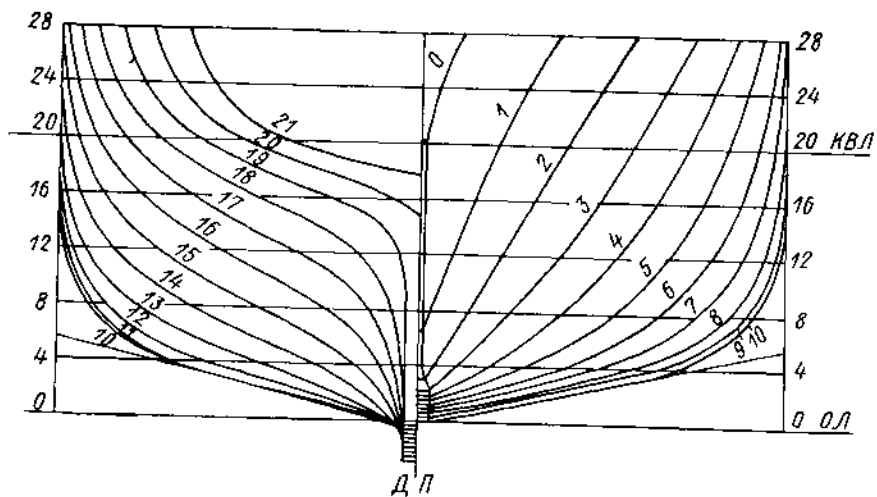


Рис. VII.35. Теоретический корпус базовых моделей серий среднетоннажных и малых промышленных судов.

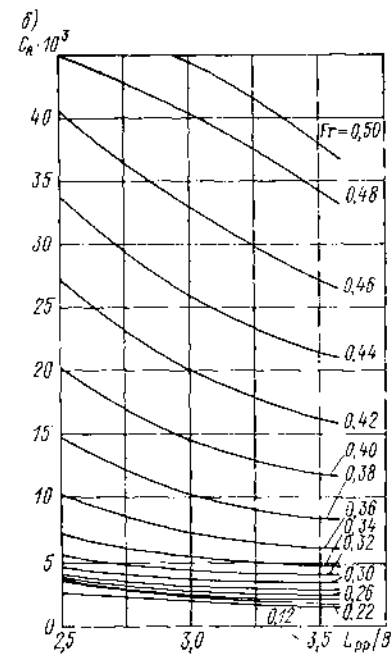
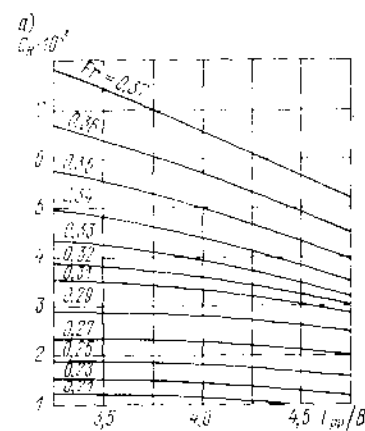


Рис. VII.37. Зависимость C_R от L_{pp}/B для промышленных судов: а — среднетоннажных; б — малых.

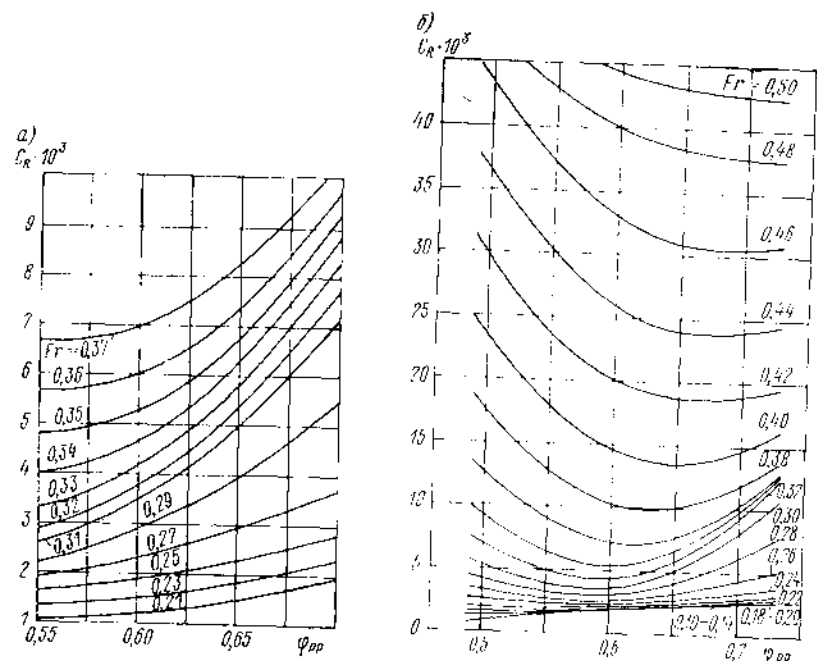


Рис. VII.36. Зависимость C_R от Φ_{pp} для промышленных судов: а — среднетоннажных; б — малых.

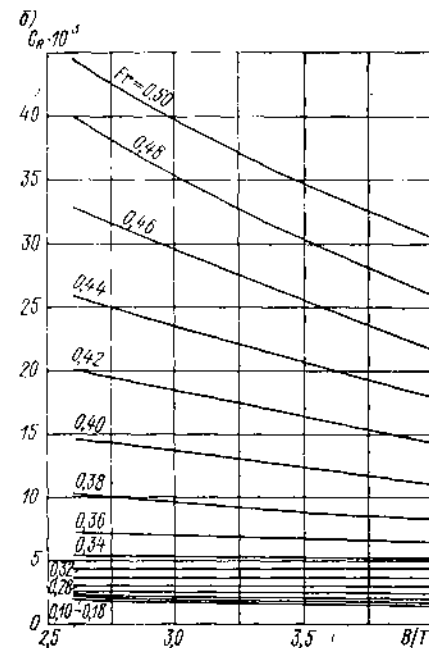
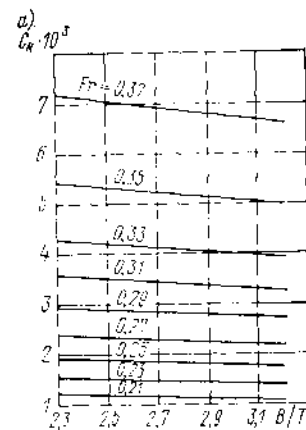


Рис. VII.38. Зависимость C_R от B/T для промышленных судов: а — среднетоннажных; б — малых.

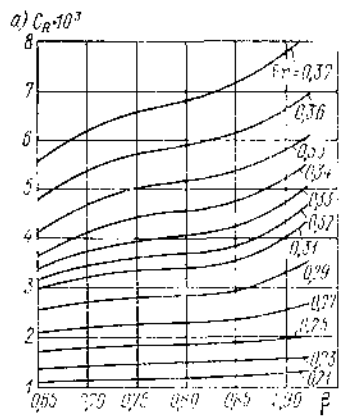


Рис. VII.39. Зависимость C_R от β для промышленных судов: а — среднетоннажных; б — малых.

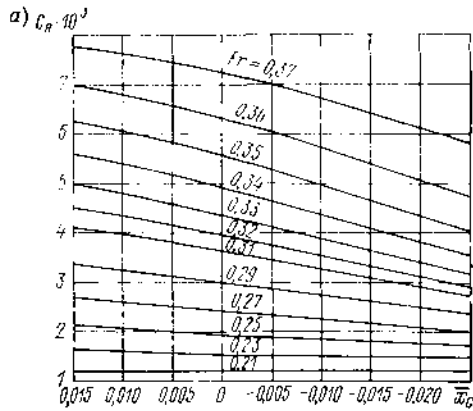
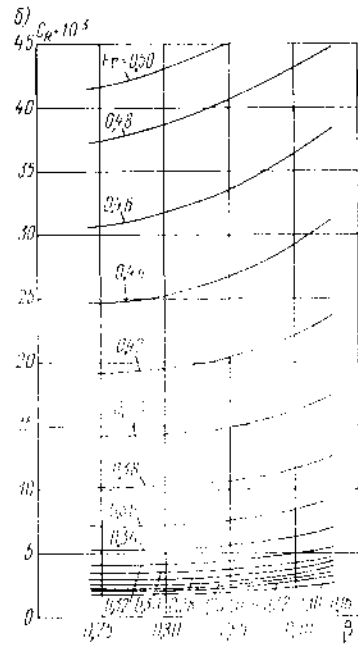
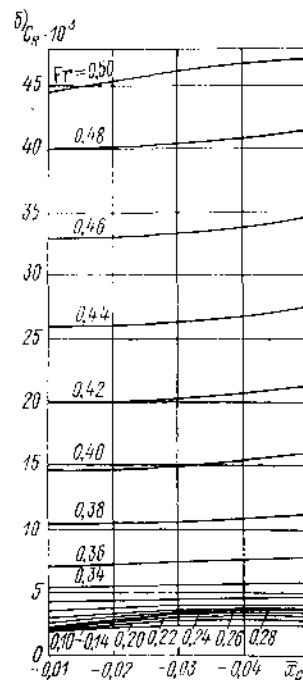


Рис. VII.40. Зависимость C_R от β для промышленных судов: а — среднетоннажных; б — малых.



значениях остальных для среднетоннажных и малых судов приведены на рис. VII.36—VII.40. Такая форма представления результатов позволяет наглядно выявить характер влияния каждого геометрического параметра на C_R и рассчитать коэффициент C_R , пользуясь зависимостью

$$C_R[\varphi_i, (L_{pp}/B)_i, (B/T)_i, \beta_i, \bar{x}_{c_i}, Fr] = C_R[\varphi_0, (L_{pp}/B)_0, (B/T)_0, \beta_0, \bar{x}_{c_0}, Fr] \times C_R[\varphi_0, (L_{pp}/B)_i, (B/T)_0, \beta_0, \bar{x}_{c_0}, Fr] \times C_R[\varphi_0, (L_{pp}/B)_0, (B/T)_i, \beta_0, \bar{x}_{c_0}, Fr] \times C_R[\varphi_0, (L_{pp}/B)_0, (B/T)_0, \beta_i, \bar{x}_{c_0}, Fr] \times C_R[\varphi_0, (L_{pp}/B)_0, (B/T)_0, \beta_0, \bar{x}_{c_i}, Fr] \times C_R^{-4}[\varphi_0, (L_{pp}/B)_0, (B/T)_0, \beta_0, \bar{x}_{c_0}, Fr], \quad (VII.12)$$

где индексом «i» обозначены относительные геометрические параметры корпуса, для которого производится расчет, а индексом «0» аналогичные параметры базовой формы корпуса.

В качестве базовых в серии среднетоннажных судов приняты: $L_{pp}/B = 4,25$; $B/T = 2,6$; $\Psi_{pp} = 0,6$; $\beta = 0,833$; $\bar{x}_c = -0,01$. В серии малых промысловых судов базовая форма обводов имеет отношение $L_{pp}/B = 3,0$; остальные значения параметров те же, что и в серии среднетоннажных судов.

Применение формулы (VII.12) эквивалентно расчету C_R с введением коэффициентов влияния на различие в значениях четырех из пяти варьируемых параметров в каждой серии.

§ 27. СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОСТАТОЧНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ПУТЕМ ПЕРЕСЧЕТА С ПРОТОТИПА

Методы приближенного определения сопротивления по прототипу основаны на использовании полученной в результате модельных испытаний зависимости коэффициента остаточного сопротивления C_R (Fr) для судна с формой обводов, аналогичной принятой для рассчитываемого объекта, и по возможности с небольшими различиями в основных геометрических характеристиках корпуса. При этом влияние на остаточное сопротивление несоответствия геометрических параметров, как правило, соотношений главных размеров L/B , B/T , Ψ , коэффициентов полноты δ , φ , а иногда абсциссы центра величины \bar{x}_c , учитывается введением системы корректирующих поправок в исходные значения C_R для прототипа. Применение указанных поправок обычно основывается на допущении о независимом влиянии на остаточное сопротивление каждого геометрического параметра из числа различающихся у проектируемого судна и прототипа, при этом остальные полагаются постоянными.

На практике при пересчете коэффициента C_R с прототипа применяются два способа введения корректирующих поправок: в виде суммы поправок к величине C_R прототипа или так называемых «коэффициентов влияния». В первом случае искомый коэффициент остаточного сопротивления определяется из следующей зависимости [11]:

$$C_R = C'_R + \sum_{i=1}^n \Delta C_{R_i} = C'_R + \sum_{i=1}^n \frac{C_{R1} - C_{R2}}{\Pi_{i1} - \Pi_{i2}} (\Pi_i - \Pi'_i), \quad (VII.13)$$

где C'_R — коэффициент остаточного сопротивления прототипа при заданном числе Fr ; Π_i и Π'_i — значения безразмерных геометрических параметров данного судна и прототипа, на влияние которых производится корректировка (например, L/B ; B/T ; Ψ ; δ и др.); C_{R1} и C_{R2} — коэффициенты остаточного сопротивления, определяемые при заданном числе Fr , как правило, по графикам, построенным по результатам испытаний моделей систематических серий, при соответствующих значениях учитываемого параметра Π_{i1} и Π_{i2} . При выборе значений Π_{i1} и Π_{i2} необходимо

исходить из условия, что $\Pi_{i1} < \Pi_i < \Pi_{i2}$ и $\Pi_{i1} < \Pi'_i < \Pi_{i2}$, причем между величинами C_{R1} и C_{R2} допущена линейная интерполяция.

Другим, более удобным на практике способом, оказывается способ, основанный на использовании «коэффициентов влияния», представляющих собой поправочные множители к величине C_R прототипа, учитывающие влияние различий в величинах какого-либо геометрического параметра Π_i при неизменных значениях прочих параметров и заданном числе Fr :

$$k_{\Pi_i} = C_{R\Pi_i} / C_{R\Pi'_i}, \quad (VII.14)$$

где $C_{R\Pi_i}$ и $C_{R\Pi'_i}$ — коэффициенты остаточного сопротивления, определяемые при заданном числе Fr по результатам испытаний моделей систематических серий для значений учитываемого геометрического параметра проектируемого судна Π_i и прототипа Π'_i . В частном случае корректировки коэффициентов остаточного сопротивления прототипа на отклонение в величинах соотношений главных размерений и коэффициента общей полноты ($\Pi_1 = L/B$, $\Pi_2 = B/T$, $\Pi_3 = \delta$) коэффициент C_R проектируемого судна определяется по формуле

$$C_R = C'_R k_{\Pi_1} k_{\Pi_2} k_{\Pi_3} = C'_R k_{L/B} k_{B/T} k_{\delta}.$$

Для определения коэффициентов влияния k_{Π_i} могут быть использованы графики, построенные по материалам любой систематической серии. Предпочтение при этом следует отдавать той серии, в которой исходная форма обводов моделей наиболее близка к разрабатываемой для проектируемого судна, а основные геометрические элементы корпуса, на влияние которых предполагается вводить поправочные множители, соответствуют варьируемым параметрам серии.

В качестве примера такого пересчета в табл. VII.7 выполнен расчет буксировочной мощности универсального сухогрузного судна со следующими элементами: $L = 121,8$ м; $L/B = 6,35$; $B/T = 2,56$; $\delta = 0,640$; $\Omega = 3070$ м² и бульбообразными носовыми обводами. В качестве прототипа выбрано контейнерное судно с элементами: $L = 128,9$ м; $L/B = 6,67$; $B/T = 3,20$; $\delta = 0,614$ и бульбообразными носовыми обводами.

Для определения поправочных коэффициентов в данном случае использованы диаграммы серии быстроходных и среднескоростных судов (§ 26), при выборе которых принималось во внимание наличие у моделей серии бульбовой носовой оконечности.

Результаты испытаний моделей систематических серий часто также обрабатываются с использованием «коэффициентов влияния». Примерами этому могут служить формулы (VII.2), (VII.5), (VII.8) предыдущего параграфа, когда в качестве данных «прототипа» используются диаграммы, определяющие коэффициент C_R для исходных моделей серии обычно в зависимости от коэффициента δ (иногда также L/B или ψ). Такой прием позволяет при ограниченном числе испытываемых моделей учесть влияние большего числа геометрических параметров.

Помимо использования для расчета коэффициента C_R по прототипу непосредственно материалов систематических серий в оригинальной обработке, существуют комплекты графиков, построенных специально для определения «коэффициентов влияния». Обычно по таким графикам вычисляются k_{Π_i} от основных безразмерных геометрических параметров, характеризующих полноту обводов и соотношения главных размерений. Из них наиболее известны диаграммы, построенные И. В. Гирсом в результате обработки материалов серий Тейлора и С. П. Мурагина и определяющие коэффициенты k_{Π_i} , учитывающие влияние φ , $\psi = L/V^{1/3}$ и B/T [12, 13]. Существуют диаграммы, в которых в качестве параметра приняты δ , L/B и B/T , например графики О. В. Дубровина, созданные по материалам испытаний серии моделей в бассейне Ленинградского кораблестроительного института, которые могут быть применены для пересчета с прототипа остаточного сопротивления морских буксиров, ледоколов и рыбопромысловых судов [17].

Таблица VII.7. Расчет буксировочной мощности способом пересчета коэффициента остаточного сопротивления по прототипу

№ п/п.	Обозначение расчетных величин	Численные значения						
		14	15	16	17	18		
1	$v_s, \text{уз}$	13	14	15	16	17	18	
2	$v, \text{м/с}$	6,70	7,20	7,73	8,24	8,75	9,27	
3	$v^2, \text{м}^2/\text{с}^2$	44,89	51,84	59,60	67,90	76,56	85,93	
4	$Fr = v/\sqrt{gL}$	0,196	0,215	0,226	0,241	0,256	0,271	
5	$Cr \cdot 10^3$ (по прототипу)	0,890	0,980	1,030	1,150	1,290	1,950	
6	$k_{\delta} = C_R (\delta=0,64) / C_R (\delta=0,614)$ (см. рис. VII.3)	1,050	1,100	1,150	1,170	1,135	1,130	
7	$k_{L/B} = C_R (L/B=6,35) / C_R (L/B=6,67)$ (см. рис. VII.5)	1,020	1,030	1,020	1,050	1,060	1,050	
8	$k_{B/T} = k_{(B/T=2,56)} / k_{(B/T=3,2)}$ (см. рис. VII.6)	1,060	1,076	1,082	1,069	1,043	1,073	
9	$C_R \cdot 10^3 = [5] \cdot [6] \cdot [7] \cdot [8]$	1,010	1,195	1,307	1,510	1,619	2,483	
10	$Re \cdot 10^{-8} = (vL/\nu) \cdot 10^{-8}$	5,06	5,44	5,84	6,23	6,61	7,00	
11	$C_{Fo} \cdot 10^3 = f(Re)$ [по формуле (II.4)]	1,712	1,695	1,680	1,666	1,654	1,642	
12	$CA \cdot 10^3$	0,35	0,35	0,35	0,35	0,35	0,35	
13	$CA_P \cdot 10^3$	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10	
14	$C \cdot 10^3 = [9] + [11] + [12] + [13]$	3,172	3,340	3,437	3,626	3,723	4,575	
15	$R = (\rho/2) \Omega \cdot [3] \cdot [14]$, кВт	224,2	272,7	322,6	387,8	448,9	619,2	
16	$P_E = [2] \cdot [15]$, кВт	1500	1960	2490	3190	3930	5740	

§ 28. СОПРОТИВЛЕНИЕ МНОГОКОРПУСНЫХ СУДОВ И ПРИБЛИЖЕННЫЕ СПОСОБЫ ЕГО РАСЧЕТА

Многокорпусным называется судно, сила поддержания которого обеспечивается не менее чем двумя водоизмещающими объемами. Особенности буксировочного сопротивления таких судов по сравнению с однокорпусными определяются отклонениями формы и соотношений размеров составляющих судно корпусов, а также их гидродинамическим взаимодействием.

Многокорпусное судно может состоять из одинаковых или различных по форме и соотношениям размеров корпусов, а также из одной или нескольких подводных гондол, соединенных с надводной платформой стойками обтекаемого сечения (рис. VII.41). Набор геометрических параметров, характеризующих многокорпусное судно, обширнее, чем для однокорпусного, и пределы изменения характеристик формы первого значительно шире.

При разделении буксировочного сопротивления R на составляющие трения R_F , формы $R_{\text{Ф}}$ и волновое $R_{\text{В}}$ можно отметить некоторые особенности этих составляющих, характерные для многокорпусного судна. Удельная площадь смоченной поверхности такого судна обычно больше, чем однокорпусного судна такого же водоизмещения (если последнее не отличается большой относительной шириной); на 3–5% выше скорость обтекания внутренних бортов многокорпусного судна. В целом удельное сопротивление трения многокорпусного судна, как правило, выше, чем однокорпусного того же водоизмещения. Сопротивление формы многокорпусного судна всегда больше, чем то же сопротивление составляющих судно корпусов. Волновое сопротивление определяется сочетанием числа Фруда и взаимного расположения корпусов и может быть как больше, так и меньше суммы волновых сопротивлений составляющих корпусов. Чем более интенсивно гидродинамическое взаимодействие корпусов, тем больше как возможный выигрыш, так и проигрыш в волновом сопротивлении.

До настоящего времени в основном изучено буксировочное сопротивление малых и среднетоннажных катамаранов. Значительно меньше исследовано сопротивление двухкорпусных судов с малой площадью ватерлинии (СМПВ), которые начали строить с конца 70-х гг. Еще меньше данных о сопротивлении судов с аутригерами и тримаранами.

Сравнение ходовых качеств построенных катамаранов и однокорпусных судов (рис. VII.42) показывает, что первые могут иметь преимущество при достаточно высокой относительной скорости хода и большом удлинении корпусов.

Сопротивление многокорпусного судна может быть определено, если известны коэффициенты остаточного сопротивления составляющих корпусов и имеются данные о влиянии на эти коэффициенты взаимодействия корпусов. Поправки на пероволатость и выступающие части принимают по данным для однокорпусных судов.

С учетом взаимодействия корпусов коэффициенты остаточного сопротивления корпуса большого удлинения в составе катамарана или тримарана соответственно равны

$$C_{R_{\text{к}}} = C_{\text{VP}} k_{\text{VP}} + C_{\text{W}} k_{\text{W}_{\text{к}}}, \quad (\text{VII.15})$$

$$C_{R_{\text{т}}} = C_{\text{VP}} k_{\text{VP}} + C_{\text{W}} k_{\text{W}_{\text{т}}}, \quad (\text{VII.16})$$

где C_{VP} — коэффициент сопротивления формы изолированного одиночного корпуса, принимаемый равным коэффициенту остаточного сопротивления C_R того же корпуса при $F_r = 0,15$; k_{VP} , k_{VT} — коэффициенты, учитывающие воздействие соседних корпусов на вязкостное сопротивление катамарана и тримарана соответственно, зависящие от расположения корпусов (рис. VII.43); C_{W} — C_R — C_{VP} ; $k_{\text{W}_{\text{к}}}$, $k_{\text{W}_{\text{т}}}$ — коэффициенты, учитывающие воздействие соседних корпусов на волновое сопротивление катамарана и тримарана соответственно, зависящие от F_r и расположения корпусов (рис. VII.44).

При абсолютном минимуме коэффициента k_{VP} волновое сопротивление катамарана для данного числа F_r меньше на 15–20%, чем волновое сопротивление составляющих корпусов, движущихся изолированно один от другого. При оптимальном выдвиге \bar{a} волновое сопротивление тримарана может быть меньше, чем то же сопротивление его изолированных корпусов, до 5 раз (по данным А. Г. Ляховицкого). Это связано с благоприятной интерференцией поперечных волн в широком диапазоне F_r , но особенно при $F_r \approx 0,5$.

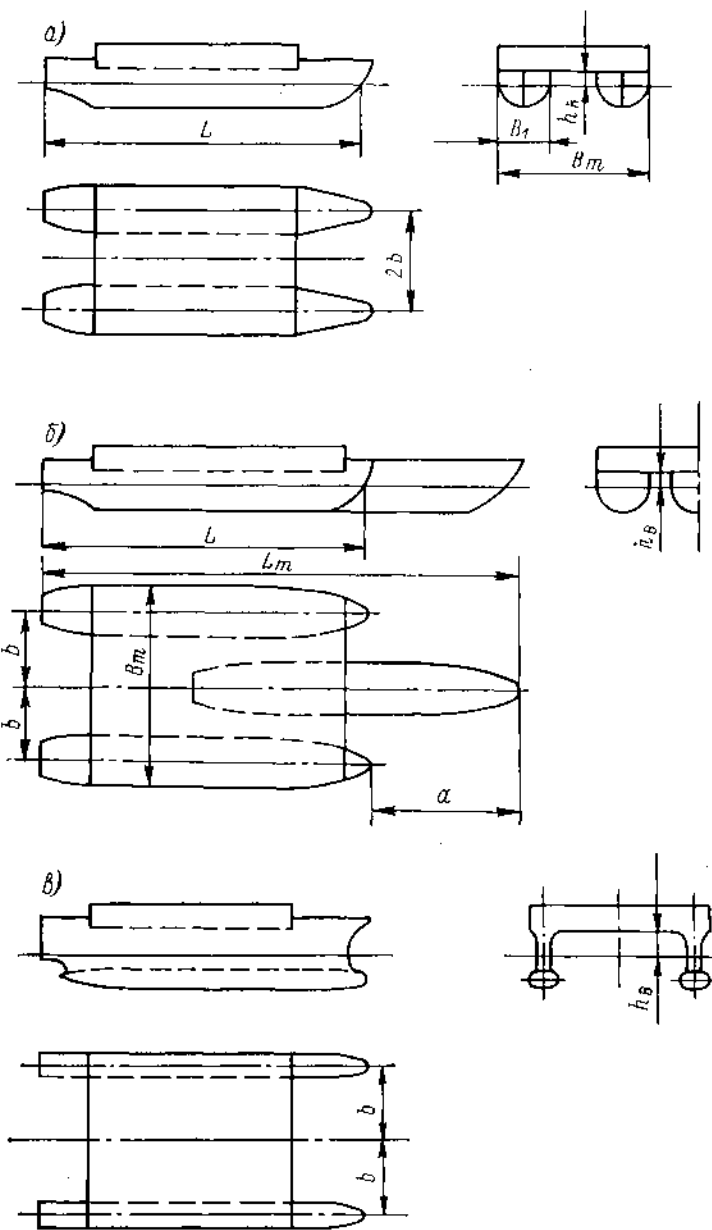


Рис. VII.41. Схемы многокорпусных судов и их характерные размеры: а — катамаран; б — тримаран; в — двухкорпусное СМПВ (дуплус).

2b — поперечный клиренс; h_b — вертикальный клиренс; а — продольный клиренс, или выдвиг.

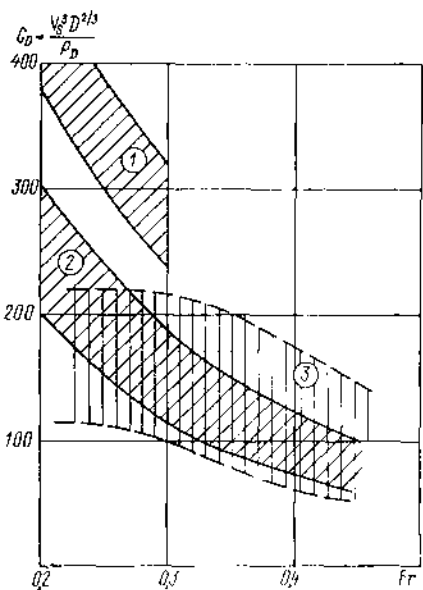


Рис. VII.42. Области изменения адмиралтейского коэффициента различных судов: 1 — крупнотоннажные транспортные однокорпусные суда; 2 — однокорпусные промышленные суда; 3 — катамараны.

Рис. VII.43. Коэффициенты k_V вязкостной части остаточного сопротивления: а — катамаранов; б — тримаранов (с корпусами большой остроты).

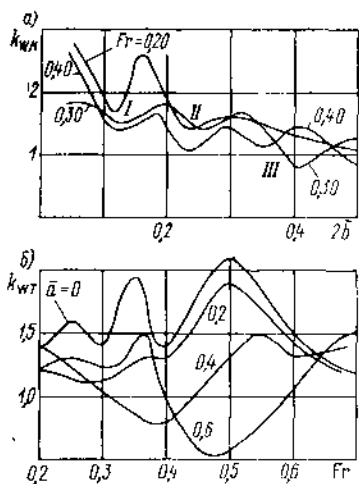
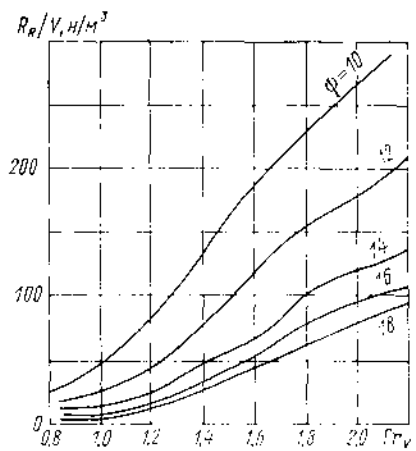
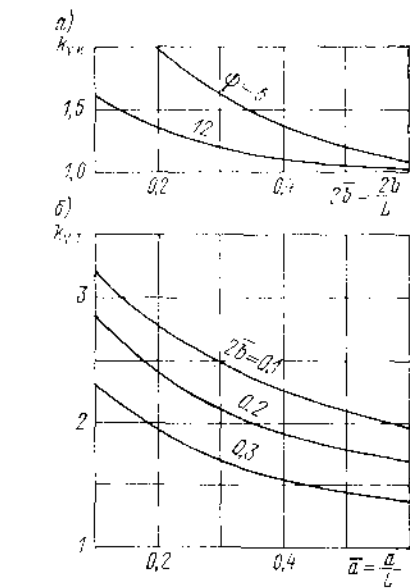


Рис. VII.44. Коэффициенты k_W волновой части остаточного сопротивления: а — катамаранов; б — тримаранов (при $2b = 0,3$).

Рис. VII.45. Удельное остаточное сопротивление R_R/V одиночных корпусов различной относительной длины ψ .



Коэффициент остаточного сопротивления одиночного удлиненного корпуса может быть оценен по формуле

$$C_R = 2 \left(\frac{R_R}{V} \right) \frac{V_1}{\rho v^2 \Omega_1}, \quad (\text{VII.17})$$

где $\frac{R_R}{V}$ — удельное остаточное сопротивление (рис. VII.45); Ω_1 и V_1 — площадь смоченной поверхности и водоизмещение одного корпуса катамарана (или тримарана) соответственно.

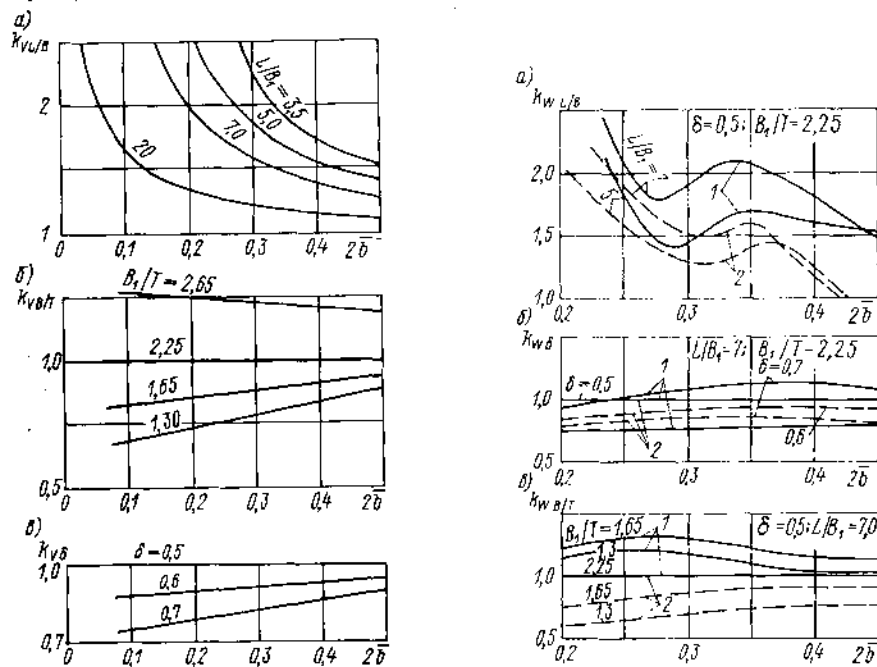


Рис. VII.46. Зависимость коэффициентов вязкостной части остаточного сопротивления катамарана с корпусами малой остроты от поперечного клиренса: а — $k_{V, L/B_1} = f(2b)$; б — $k_{V, B_1/T} = f(2b)$; в — $k_{V, \delta} = f(2b)$.

Рис. VII.47. Зависимость коэффициентов волновой части остаточного сопротивления катамарана с корпусами малой остроты от поперечного клиренса: а — $k_{W, L/B_1} = f(2b)$; б — $k_{W, \delta} = f(2b)$; $L/B_1 = 7$, $B_1/T = 2,25$; в — $k_{W, B_1/T} = f(2b)$; $\delta = 0,5$; $L/B_1 = 7$. 1 — $Fr = 0,20$; 2 — $Fr = 0,35$.

Для катамарана с корпусами малого удлинения известны [27] зависимости коэффициентов взаимодействия корпусов от удлинения корпуса L/B_1 , относительной ширины B_1/T , коэффициента общей полноты δ при переменных поперечном клиренсе и Fr . Суммарные поправки для вязкостной и волновой части остаточного сопротивления определяются следующими выражениями:

$$k_{V_k} = k_{V, L/B_1} k_{V, B_1/T} k_{V, \delta}; \quad k_{W_k} = k_{W, L/B_1} k_{W, B_1/T} k_{W, \delta}, \quad (\text{VII.18})$$

где индексы показывают, какой геометрический параметр учитывается соответствующим коэффициентом. Примеры зависимостей указанных коэффициентов от поперечного клиренса и Fr показаны на рис. VII.46 и VII.47. Следует отметить, что

Таблица VII.8. Значения коэффициентов регресс-анализа (при $L/B_1 = 4 \div 9$;

Коэффициент	Fr				
	0,20	0,22	0,24	0,26	0,28
a_1	-19,9249	-18,8808	-13,6882	12,0690	-40,5094
a_2	-0,9334	-1,1791	-0,9585	-1,4256	-1,0694
a_3	2,8764	3,5284	4,7716	5,4022	8,2532
a_4	72,8001	69,3331	42,8899	38,2245	111,324
a_5	-8,2434	-8,6314	-8,0931	-4,4313	-3,2532
a_6	0,0603	0,0583	0,0473	0,0463	0,0533
a_7	-0,3033	-0,5451	-0,9800	-1,2215	-1,2146
a_8	-18,5000	-14,6131	4,8052	11,4375	-27,3711
a_9	0,3730	0,5207	0,4022	0,3010	0,1507
a_{10}	0,8129	0,9168	0,8952	1,0570	1,1331
a_{11}	-3,1771	-3,0292	-2,8706	-2,6112	-3,6696
a_{12}	-0,3066	-0,4547	-0,6460	-0,7751	-0,7902
a_{13}	-11,6185	-12,2122	-10,8031	-11,9124	-17,1368
a_{14}	-0,0182	-0,0240	-0,0294	-0,0278	-0,0228
a_{15}	13,6963	15,9902	18,3546	14,6241	13,3194

заметного благоприятного взаимодействия можно ожидать только при достаточно большом L/B (7 и более) и при достаточно малом коэффициенте общей полноты ($\delta = 0,5 \div 0,6$).

Влияние асимметрии корпусов катамарана отражается на его сопротивлении. Она может вызвать увеличение площади смоченной поверхности (на 5—10 %) и

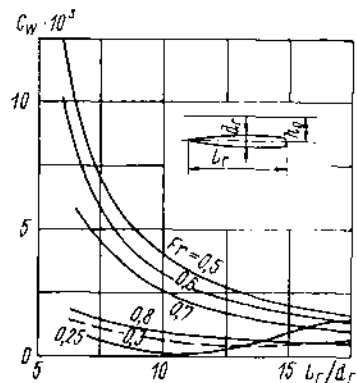


Рис. VII.48. Коэффициент волнового сопротивления одиночной гондолы под свободной поверхностью ($h_0 = 1,85d_r$).

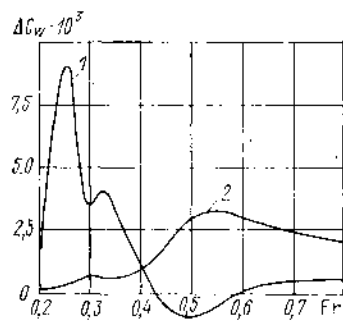


Рис. VII.49. Изменение коэффициента волнового сопротивления гондолы при установке двух стоек по оконечностям гондолы (1) и одной длинной стойки на середине гондолы (2).

коэффициента сопротивления формы (от 15 % до 3 раз), а также привести к снижению взаимного влияния корпусов, вследствие чего сопротивление в зонах неблагоприятного взаимодействия уменьшится (на 5—10 %) и в районах благоприятного взаимодействия — повысится (до 15 %).

$B_1/T = 1,3 \div 2,5$; $\delta = 0,5 \div 0,7$; $2b = 0,2 \div 0,5$

						Fr					
						0,30	0,32	0,34	0,36	0,38	0,40
						-22,6810	-0,7338	10,8551	30,4651	0,5804	14,2501
						-1,5346	-5,4293	-7,1018	-8,3142	-7,6040	-4,5027
						2,7288	-7,9090	-8,3818	13,5381	-1,6452	-1,7211
						87,7293	120,6994	107,636	68,2001	110,827	40,5466
						-17,9288	-60,3819	-61,7521	-27,7995	-10,3335	8,5185
						0,0479	0,0181	0,0204	0,0502	0,0816	0,1149
						-1,5164	-1,9034	-2,0081	-2,3984	-2,4769	-1,9566
						-31,3409	-132,719	-127,716	-92,4152	-84,6190	-1,5353
						0,6494	-0,4927	-0,7558	-0,5604	-0,3137	-0,1246
						1,0014	0,8991	1,1608	1,6559	1,7960	1,8722
						-2,7136	4,0263	5,5156	4,7847	2,4398	-3,0713
						-0,5492	-0,5690	-0,6249	-0,6026	-1,0788	-1,9792
						-6,1872	12,3637	-11,3106	16,3239	-1,2665	-5,2231
						-0,0201	0,0142	0,0391	0,0594	0,0869	0,1183
						30,9354	94,5143	94,7484	43,1487	24,0460	9,4645

При варианном проектировании катамаранов, когда необходимы серийные расчеты сопротивления с применением ЭВМ, можно использовать результаты регресс-анализа данных о коэффициентах остаточного сопротивления:

$$C_{R0} = a_1 + a_2 \frac{L}{B_1} + a_3 \frac{B_1}{T} + a_4 \delta + a_5 2b + a_6 \left(\frac{L}{B_1}\right)^2 +$$

$$+ a_7 \left(\frac{B_1}{T}\right)^2 + a_8 \delta^2 + a_9 4b^2 + a_{10} \frac{L}{T} + a_{11} \frac{L\delta}{B_1} + a_{12} \frac{2Lb}{B_1} +$$

$$+ a_{13} \frac{B_1 \delta}{T} + a_{14} \frac{2B_1 b}{T} + a_{15} 2\delta b.$$

Значения коэффициентов a_i приведены в табл. VII.8.

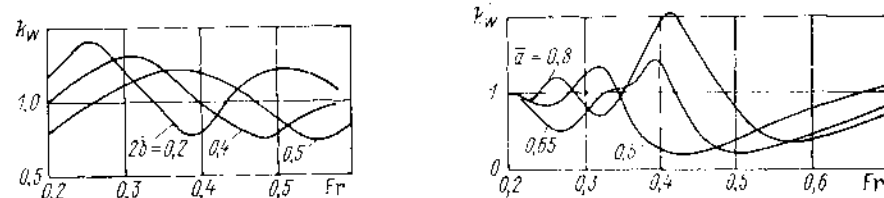


Рис. VII.50. Влияние взаимодействия корпусов на волновое сопротивление двух-корпусного СМПВ.

Рис. VII.51. Влияние взаимодействия корпусов на волновое сопротивление трех-корпусного СМПВ ($T/L = 0,105$, $b = 0,15$).

Приближенная оценка сопротивления СМПВ может быть выполнена методом суперпозиции [27]. На рис. VII.48 и VII.49 показаны данные о коэффициенте волнового сопротивления одиночной гондолы с удлинением от 5 до 20 и о влиянии стоек на волновое сопротивление гондолы. Особенностью двухкорпусного СМПВ является то, что основное влияние на сопротивление оказывает взаимодействие стоек с гон-

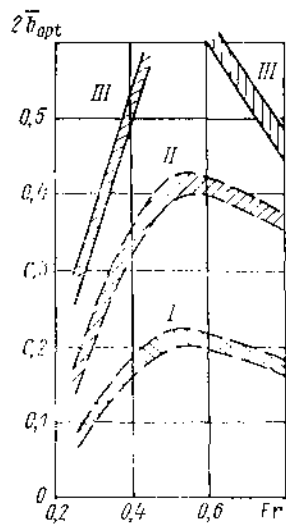


Рис. VII.52. Оптимальные относительные клиренсы двухкорпусных судов.

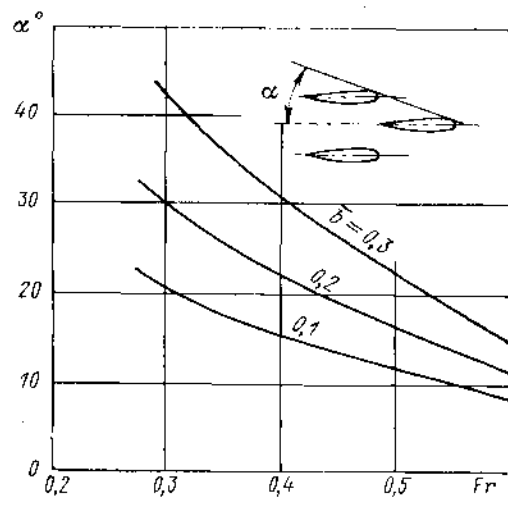


Рис. VII.53. Оптимальные углы выдвиг трехкорпусных судов.

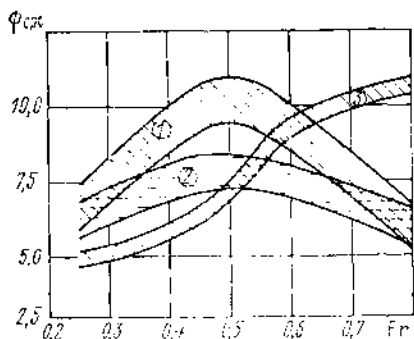


Рис. VII.54. Оптимальные по сопротивлению (максимальные при вариантном проектировании) значения коэффициента φ корпуса.

1 — катамаран; 2 — тримаран; 3 — СМПВ.

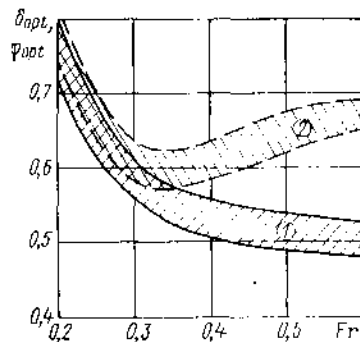


Рис. VII.55. Оптимальные значения коэффициентов полноты корпусов катамарана и тримарана.

1 — δ_{опт}; 2 — φ_{полн}; 3 — φ_{полн} — I(Fr)

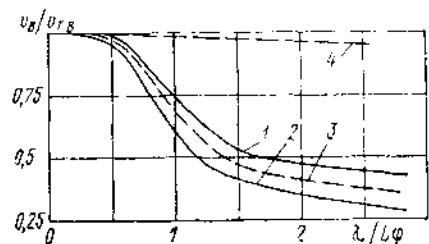


Рис. VII.56. Относительная скорость на встречном волнении.

1, 2 — однокорпусные суда с различной удельной мощностью; 3 — катамаран с удельной мощностью и высотой борта, как у судна 1; 4 — СМПВ; v_t — скорость в тихой воде.

долгой, а поперечное взаимодействие корпусов гораздо меньше, чем у катамарана, из-за большего расстояния между корпусами (рис. VII.50). Как и для тримарана, для трехкорпусного СМПВ характерно значительное взаимодействие поперечных волн (рис. VII.51). Сравнение рис. VII.44 с рис. VII.50 и VII.51 позволяет сделать вывод о том, что зависимости составляющих сопротивлений от клиренсов и Fr качественно одинаковы для корпусов достаточно большого удлинения независимо от типа обводов. Это позволяет считать, что оптимальные сочетания относительной скорости и относительных клиренсов также не зависят от формы обводов, и применять для СМПВ рекомендации, полученные для катамаранов и тримаранов. На рис. VII.52 показаны оптимальные по сопротивлению значения относительного поперечного клиренса двухкорпусных судов. Здесь области I и II соответствуют относительным минимумам графиков коэффициента волнового взаимодействия катамарана (см. рис. VII.44), а верхняя (прерывистая) область III — абсолютному минимуму тех же графиков. На рис. VII.53 даны оптимальные выдвиг центрального корпуса трехкорпусных судов в зависимости от Fr и выбранного поперечного клиренса. На рис. VII.54 приведены данные об оптимальном по сопротивлению коэффициенте φ одного корпуса многокорпусных судов различных типов. При вариантном проектировании целесообразно считать эти значения ограничивающими допустимую область коэффициента φ сверху.

На рис. VII.55 приведены рекомендуемые значения коэффициентов полноты корпусов катамарана и тримарана.

Для приближенной оценки мощности энергетической установки многокорпусных судов различных типов можно пользоваться результатами систематических расчетов, приведенными в [27].

Особенности ходкости многокорпусных судов на волнении определяются отличиями их качки, относительной осадки и наличием развитой надводной части. Для грубых прикидок достижимой на встречном волнении скорости $v_в$ можно использовать рис. VII.56, где приведен график относительной скорости на встречном волнении в функции от относительной средней длины волны. Средняя по курсовым углам достижимая скорость хода, учитывающая повторяемость волнения, сильно зависит от тактики штормового плавания судна каждого типа.

ФОРМА КОРПУСА МОРСКИХ СУДОВ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ

§ 29. ВЛИЯНИЕ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ СООТНОШЕНИЙ И КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОЛНОТЫ КОРПУСА

При разработке рекомендаций по выбору наиболее целесообразной формы корпуса судна, основанных на оценке ее влияния на сопротивление, возникают значительные трудности в связи с большим числом геометрических параметров, описывающих теоретический чертеж.

На основании анализа различных способов вариации формы обводов, использованных в большом числе систематических серий моделей судов, может быть предложено следующее подразделение на группы основных элементов теоретического чертежа.

1. Характеристики общей полноты корпуса: коэффициент общей полноты $\delta = V/LBF$; коэффициент продольной полноты $\phi = \delta/\beta = V/\omega_M L$.
2. Соотношения главных размеров: отношение длины к ширине L/B ; относительная длина $\psi = L/V^{1/3}$; отношение ширины к осадке B/T .
3. Характеристики продольного распределения водонемещения: относительная абсцисса ЦВ $x_C = x_C/L_{pp}$; отношение коэффициента полноты носовой и кормовой оконечностей или носового и кормового саест; ϵ_1 и ϵ_2 .

4. Характеристики вертикального распределения водоизмещения: коэффициенты вертикальной полноты носовой $\chi_{\text{НФ}}$ и кормовой $\chi_{\text{КА}}$ оконечностей; форма носовых и кормовых шпангоутов.

5. Характеристики формы модель-шпангоута: коэффициент полноты модель-шпангоута β ; относительный радиус закругления скулы $\bar{r} = r/\sqrt{BT}$.

При проектировании транспортных судов, особенно сухогрузных и наливных, для обеспечения заданной грузоподъемности и грузоемкости принимают высокие значения коэффициентов общей полноты ($\delta = 0,65 \div 0,84$), ламного превосходящие значения, соответствующие относительному минимуму волнового сопротивления. Поэтому для судов с $\delta > 0,60$ характеристики группы 1 являются определяющими по степени влияния на сопротивление. В случае $\delta = \text{const}$ влияние на сопротивление характеристик группы 2 значительно слабее. Исключение составляют только крупнотоннажные танкеры с $L/B < 5,5$, а также рыболовные траулеры с $L/B < 5,0$.

Характеристики группы 3 в первом приближении определяют форму стреловой по шпангоутам для заданного коэффициента φ . Обычно продольное положение ЦВ выбирается вблизи значения, оптимального для соответствующего Fr . Однако в тех случаях, когда для обеспечения заданной посадки судна необходимо значительно сместить ЦВ от оптимального положения, увеличение полного сопротивления может быть заметным.

Влияние параметров группы 4 на сопротивление обычно возрастает с увеличением относительной скорости, но может оцутимо проявляться и у тихоходных судов, например танкеров и рудозовозов с большой полнотой обводов, что делает изменение этих параметров по степени воздействия на сопротивление сопоставимым с перемещением водоизмещения по длине.

Геометрические характеристики, относящиеся к последней группе и изменяющиеся в пределах $\beta = 0,75 \div 0,95$ у судов различных типов, слабо влияют на сопротивление. Для среднетоннажных транспортных судов обычно принимают средние значения коэффициента $\beta = 0,98$. На крупнотоннажных танкерах и рудозовозах β увеличивают до 0,995, чтобы при большой полноте корпуса несколько уменьшить φ и по возможности заострить чрезмерно полные оконечности.

Форма и угол входа грузовой ватерлинии зависят от параметров первых четырех групп и потому не могут рассматриваться отдельно от них.

Некоторые геометрические характеристики из разных групп также взаимосвязаны. Как следует из соотношения

$$\frac{\left(\frac{L}{B}\right)^2 \frac{B}{T}}{\left(\frac{L}{V^{1/3}}\right)^3 \delta} = \frac{\left(\frac{L}{B}\right)^2 \frac{B}{T}}{\left(\frac{L}{V^{1/3}}\right)^3 \varphi \beta} = 1, \quad (\text{VIII.1})$$

это прежде всего относится к параметрам групп 1, 2 и 5.

Необходимо отметить, что до настоящего времени снижение сопротивления часто рассматривали как основной критерий выбора формы обводов. Однако рекомендации, основанные на этом критерии, могут не совпадать с соображениями, направленными на достижение наибольшего пропульсивного коэффициента и улучшение условий работы гребного вилта за корпусом. Поэтому при разработке теоретического чертежа необходимо исходить из оценки влияния формы корпуса на ходовые качества судна в целом. Влияние геометрических параметров на взаимодействие движителей с корпусом рассматривается в третьем разделе.

Соотношения главных размеров. Значения главных размеров L , B , T и их соотношений L/B и B/T , а также относительной длины $\psi = L/V^{1/3}$ при проектировании транспортных судов принимают, как правило, исходя из удовлетворения целому ряду требований, способствующих как упрощению и удешевлению постройки, так и достижению заданных грузоподъемности и грузоемкости, повышению остоичивости и управляемости и пр. При этом соображения снижения сопротивления и даже уменьшения потребной мощности силовой установки обычно не являются определяющими.

В 60-х гг., когда цены на топливо были относительно низкими, намечалась тенденция к строительству крупнотоннажных танкеров дедвейтом более 300 000 т

с $L/B = 5,0 \div 6,0$ и $\delta = 0,83$ («полнокоротких» судов). В последние годы роль энергетических затрат существенно возросла, вследствие чего наряду с общим снижением дедвейта танкеров у этих судов в случае низких значений $L/B \approx 5,5$ принимают $\delta \leq 0,80$ и, наоборот, при $\delta > 0,82$ назначают $L/B > 6,0$.

Как следует из выражения (VIII.1), невозможно изменить только L , B или T , а также один из безразмерных параметров, определяющий отношение главных размеров, независимо от других размеров или коэффициента δ . Такие изменения могут быть осуществлены за счет вариации различных параметров и их комбинаций. Эта неоднозначность преобразования геометрии корпуса приводит к разному воздействию на сопротивление и характеристики взаимодействия движителей с корпусом и затрудняет учет влияния на ходовые качества судна главных размеров при их выборе в начальных стадиях проектирования.

Общие тенденции влияния на ходовые качества изменения главных размеров и водоизмещения (коэффициента δ) могут быть проиллюстрированы данными, приведенными в табл. VIII.1 для быстроходных контейнеровозов и судов типа ро-ро и в табл. VIII.2 для крупнотоннажных танкеров и рудозовозов [99]. В таблицах указано процентное снижение потребной мощности двигателя при постоянной скорости хода в случае изменения соответствующего геометрического параметра на 10% от исходного значения для двух принципиально различных способов вариации: при постоянном и переменном коэффициенте δ . При первом способе вариации любых размеров, включая уменьшение B и T , изменения осуществлялись с одновременным увеличением длины L и отношения L/B . Вариация при переменном δ производилась путем увеличения каждого из размеров пропорционально уменьшению δ при неизменных других параметрах. Это объясняет, почему в обоих способах вариации наибольший эффект изменения главных размеров достигается для полных судов (танкеров, рудозовозов), характеризующихся высокими значениями δ , так и малыми L/B . Результаты приведенных оценок свидетельствуют также, что увеличение L оказывает несколько большее влияние на пропульсивные качества, чем изменение B и T и уменьшение водоизмещения.

Увеличение L при неизменных δ и B/T приводит к пропорциональному росту ψ и к более сильному возрастанию (в 1,5 раза) отношения L/B , связанных между собой, как следует из зависимости (VIII.1), следующим образом:

$$L/B = \sqrt{\frac{(L/V^{1/3})^3 \delta}{B/T}}$$

В общем случае такого изменения L при $V = \text{const}$ волновое сопротивление уменьшается тем сильнее, чем выше Fr , т. е. интенсивнее у быстроходных судов, но одновременно возрастает площадь смоченной поверхности, что приводит к увеличению сопротивления трения. Вследствие этого имеет место область минимума полного сопротивления в зависимости от $L/V^{1/3}$ и L/B . Однако обычно принимаемые в судостроении значения указанных параметров значительно меньше значений, соответствующих минимуму сопротивления, так как увеличение длины существенно ухудшает ряд экономических и эксплуатационных показателей судна.

Не всегда верно мнение, что варьирование B и T не оказывает, по сравнению с изменением L , заметного влияния на сопротивление судна. Из табл. VIII.2 видно, что изменением любого из размеров пропорционально δ достигается приблизительно одинаковое снижение потребной мощности силовой установки. Исключением составляют только суда с очень большой полнотой ($\delta_{\text{пр}} > 0,83$) и с такими значениями углов наклона ватерлиний в корме, возрастающими с увеличением B , при которых возможен отрыв пограничного слоя.

Неоднозначность влияния изменения главных размеров и их соотношений видна на примере вариации B/T . Сравнение приведенных в гл. VII материалов испытаний моделей с изменением B/T из разных серий приводит к противоположным результатам. Так, на рис. VII.6 коэффициент $k_{B/T}$ влияния изменения B/T на сопротивление с ростом B/T уменьшается, тогда как на рис. VII.14 тот же коэффициент возрастает с увеличением B/T . Это кажущееся несоответствие результатов в действительности объясняется различными способами вариации B/T , принятыми в указанных сериях (см. табл. VII.1). В первой из них в качестве варьируемых параметров кроме B/T приняты L/B и δ , вследствие чего согласно формуле (VIII.1)

Таблица VIII.1. Уменьшение мощности контейнеровозов и судов с горизонтальным способом погрузки при изменении главных размеров и водоизмещения на 10% от исходного значения

Основной изменяемый параметр	Уменьшение мощности при $\delta = \text{const}$, %	Уменьшение мощности при изменении δ , %	Способ изменения исходных геометрических характеристик при $\delta = \text{const}$				Способ изменения исходных геометрических характеристик при переменном δ						
			Множитель x	L_0	B_0	T_0	V_0	Множитель x	L_0	B_0	T_0	V_0	δ_0
$L, \text{ м}$	12,8	13,4	1,1	xL_0	$x^{-1/3}B_0$	$x^{-1/3}T_0$	V_0	1,1	xL_0	B_0	T_0	V_0	$x^{-1}\delta_0$
$B, \text{ м}$	12,2	1,0	0,9	$x^{-1/3}L_0$	xB_0	$x^{1/3}T_0$	V_0	1,1	L_0	xB_0	T_0	V_0	$x^{-1}\delta_0$
$T, \text{ м}$	2,0	6,6	0,9	$x^{-1/3}L_0$	$x^{-1/3}B_0$	xT_0	V_0	1,1	L_0	B_0	xT_0	V_0	$x^{-1}\delta_0$
$V, \text{ м}^3$	5,3	10,5	0,9	$x^{1/3}L_0$	$x^{1/3}B_0$	$x^{1/3}T_0$	xV_0	0,9	L_0	B_0	T_0	xV_0	$x\delta_0$

Таблица VIII.2. Уменьшение мощности крупнотоннажных танкеров и рудозовов при изменении главных размеров и водоизмещения на 10% от исходного значения

Основной изменяемый параметр	Уменьшение мощности при $\delta = \text{const}$, %	Уменьшение мощности при изменении δ , %	Способ изменения исходных геометрических характеристик при $\delta = \text{const}$				Способ изменения исходных геометрических характеристик при переменном δ						
			Множитель x	L_0	B_0	T_0	V_0	Множитель x	L_0	B_0	T_0	V_0	δ_0
$L, \text{ м}$	27,7	40,0	1,1	xL_0	$x^{-1/2}B_0$	$x^{-1/2}T_0$	V_0	1,1	xL_0	B_0	T_0	V_0	$x^{1/2}\delta_0$
$B, \text{ м}$	16,9	35,0	0,9	$x^{-1/2}L_0$	$x^{1/2}B_0$	$x^{-1/2}T_0$	V_0	1,1	L_0	$x^{1/2}B_0$	T_0	V_0	$x^{-1/2}\delta_0$
$T, \text{ м}$	12,8	37,0	0,9	$x^{-1/2}L_0$	$x^{-1/2}B_0$	xT_0	V_0	1,1	L_0	B_0	xT_0	V_0	$x^{-1/2}\delta_0$
$V, \text{ м}^3$	5,0	38,6	0,9	$x^{1/2}L_0$	$x^{1/2}B_0$	$x^{1/2}T_0$	xV_0	0,9	L_0	B_0	T_0	xV_0	$x\delta_0$

изменение B/T производилось пропорционально $L/V^{1/3}$, тогда как во второй серии варьируется параметр $L/V^{1/3}$ и B/T изменяется за счет L/B . Как следует из соотношения (VIII.1),

$$B/T = \frac{(L/V^{1/3})^3 \delta}{(L/B)^2},$$

откуда видно, что в случае увеличения B/T при $\delta = \text{const}$ $L/V^{1/3}$ возрастает, а L/B уменьшается; это приводит к качественно различному эффекту с точки зрения изменения сопротивления. Данный пример показывает, как важно правильно оценивать влияние изменения соотношений главных размеров на сопротивление при его расчетах на основании данных по имеющемуся прототипу.

Коэффициент общей полноты δ является одним из важных геометрических параметров корпуса, причем его роль определяется не только степенью влияния на продольные качества, но также и тем, что при заданных главных размерах он характеризует грузоподъемность судна. Согласно (VIII.1) изменения соотношений главных размеров и коэффициента δ взаимосвязаны. Воздействие изменения последнего на сопротивление было частично рассмотрено выше.

Относительное влияние на сопротивление коэффициента δ , изменяющегося во всем диапазоне значений, принимаемых как для быстроходных, так и тихоходных судов ($0,50 < \delta < 0,85$), существенно различно и начинает проявляться при δ , превышающих некоторое минимальное значение $\delta \approx 0,60 \div 0,65$, причем оно возрастает с увеличением числа Fr . Для судов с более низкими δ , т. е. для быстроходных транспортных судов, более существенное влияние на сопротивление оказывает относительная длина ϕ . Поэтому представляется недостаточным справедливое существующее мнение о доминирующем воздействии δ на ходовые качества транспортных судов всех типов, в том числе и быстроходных лайнеров.

Известно, что на графиках коэффициентов остаточного или полного сопротивления имеют место резкие возрастания этих коэффициентов при некоторых значениях числа Fr . Это обусловлено увеличением волнового сопротивления с ростом числа Fr и неблагоприятной интерференцией волновых систем в определенных диапазонах относительных скоростей. Некоторые авторы, называя «критическими» или «экономическими» значения относительных скоростей, соответствующих точкам крутого подъема кривых этих графиков [28], предлагали использовать их в качестве критерия для определения предельно допустимых значений коэффициента полноты δ .

На рис. VIII.1 показано положение «критических» скоростей на кривых коэффициента C_R для быстроходных грузовых лайнеров с различными коэффициентами δ_{pp} .

Как правило, скорости транспортных судов располагаются между «критическими» значениями, в силу различных причин приближаясь к нижнему или верхнему пределу, а иногда и превосходя их. Эти обстоятельства послужили основанием для разработки приближенных формул, связывающих коэффициент δ и рациональное значение числа Fr . Наибольшее распространение получили линейные зависимости типа формулы Аалександера:

$$\delta_{pp} = a - bFr_{pp} \quad (\text{VIII.2})$$

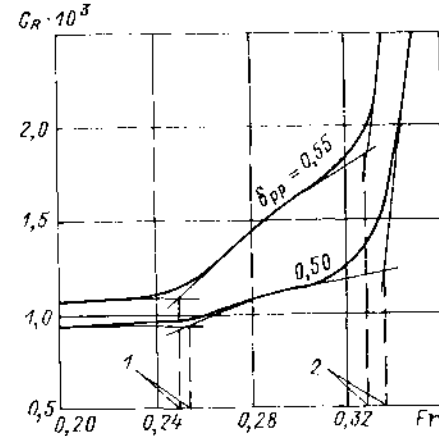


Рис. VIII.1. Зависимость коэффициента остаточного сопротивления быстроходного судна от Fr и коэффициента общей полноты δ_{pp} .

1 - первая «критическая» скорость; 2 - вторая «критическая» скорость.

Коэффициенты a и b в этой формуле неоднократно корректировались: по Эйру коэффициент a увеличивается от 1,04 до 1,08 с ростом числа Fr от 0,15 до 0,30, а $b = -1,68$; согласно Хэкшеру $a = 1,0$; $b = 1,44$.

А. В. Бронников в результате анализа данных, относящихся к судам постройки начала 60-х гг., предложил разделить указанную область относительных скоростей на две и применять для каждой различные коэффициенты a и b :

$$\delta_{pp} = 1,07 - 1,68 Fr_{pp} \quad (VIII.3)$$

для $Fr = 0,19 \div 0,25$ и

$$\delta_{pp} = 1,21 - 2,3 Fr_{pp} \quad (VIII.4)$$

для $Fr = 0,25 \div 0,29$.

Статистическая обработка материалов по крупнотоннажным танкерам, построенным до конца 60-х гг., позволила С. П. Логачеву получить зависимость, пригодную для $Fr = 0,15 \div 0,24$:

$$\delta_{pp} = 1,105 - 1,68 Fr_{pp} \quad (VIII.5)$$

На рис. VIII.2 коэффициенты $\delta_{pp} = f(Fr)$, вычисленные по приведенным приближенным формулам, сопоставлены с данными, относящимися к конкретным судам. Основываясь на обработке результатов испытаний моделей серии универсальных морских транспортных судов (см. § 26), В. М. Штумпф предложил аппроксимацию искомых значений δ и Fr параболическими зависимостями

$$\left. \begin{aligned} \delta &= 0,967 - 0,495 Fr - 3,915 Fr^2; \\ Fr &= 0,261 + 0,322\delta - 0,572\delta^2 \end{aligned} \right\} \quad (VIII.6)$$

для первой «критической» скорости и

$$\left. \begin{aligned} \delta &= 0,967 - 0,470 Fr - 3,530 Fr^2; \\ Fr &= 0,275 + 0,339\delta - 0,602\delta^2 \end{aligned} \right\} \quad (VIII.7)$$

для второй «критической» скорости.

В выражениях (VIII.6) и (VIII.7) в отличие от всех предыдущих зависимостей δ и Fr определяются для длины $L_{\Psi L}$ по ГВЛ, а не между перпендикулярами L_{pp} . Однако принимая во внимание, что у моделей упомянутой серии $L_{\Psi L}/L_{pp} = 1,0175$, все указанные формулы легко привести в соответствие друг с другом.

Использование любой приведенной выше зависимости для оценки экономически целесообразного значения δ допустимо только в качестве грубого приближения, так как δ не является единственным параметром, определяющим ходовые качества судна.

Положение «критических» точек на кривых коэффициентов сопротивления заметно изменяется при различных положениях ЦВ по длине. На выбор допустимых значений δ влияют абсолютные размеры судов. Так, со значительным увеличением длины и соответствующим уменьшением относительной потери скорости на волнении на супертанкерах оказалось возможным реализовать значения коэффициента $\delta > 0,82$. Наконец, на принимаемые на практике значения δ оказывают воздействие факторы конъюнктурного характера, например цены на топливо.

Поэтому наиболее надежный способ обоснованного выбора коэффициента общей полноты корпуса — сопоставление технико-экономических показателей судна с различными значениями δ . Для этого в настоящее время имеются соответствующие программы расчета на ЭВМ.

Коэффициент продольной полноты (продольный призматический коэффициент) $\varphi = \delta/\beta$ определяет полноту строевой по шпангоутам. Этот коэффициент лучше описывает степень остроты обводов корпуса, чем δ , и является более удобной характеристикой при исследовании ходовых качеств.

Однако у большинства транспортных судов коэффициенты β близки к 1 и значения δ и φ практически совпадают, о чем, например, можно судить по данным, приведенным на рис. VIII.3. Учитывая это, коэффициенту δ отдается предпочтение при обработке результатов исследований пропульсивных качеств транспортных судов большинства типов. Все изложенные выше рекомендации по выбору δ могут быть в равной мере отнесены и к φ .

Выбор коэффициента φ для быстроходных острых судов приобретает самостоятельное значение. Существуют приближенные формулы для определения коэффициента продольной полноты. К их числу относится формула Троица, которая в принятых в отечественной практике обозначениях имеет вид

$$\varphi = 1,16 - 2,1 Fr_{pp} \quad (VIII.8)$$

При ее использовании остаются в силе соображения, приведенные выше применительно к аналогичным зависимостям для коэффициента δ .

Относительная абсцисса ЦВ $\bar{x}_C = x_C/L_{pp}$

характеризует распределение водоизмещения по длине судна и определяет форму строевой по шпангоутам при заданном φ . Она оказывает заметное влияние на ходовые качества судна. Перемещение ЦВ по длине судна

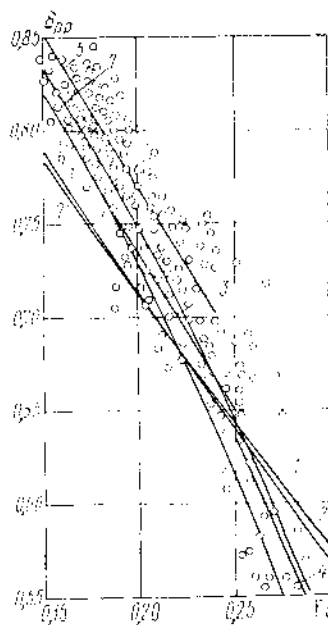


Рис. VIII.2. Зависимость коэффициента общей полноты от Fr .

1 — по Эйру; 2 — по Хэкшеру; 3 — по формуле (VIII.3); 4 — по (VIII.4); 5 — по (VIII.5); 6 — по (VIII.6); 7 — по (VIII.7); O — статистические данные.

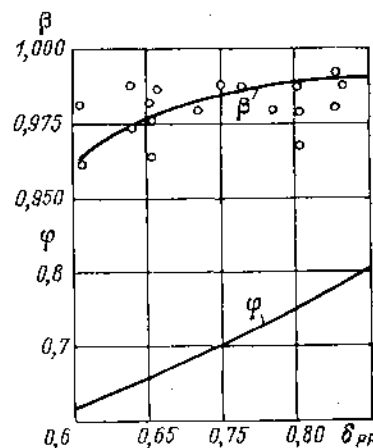


Рис. VIII.3. Взаимосвязь между коэффициентами полноты корпуса δ_{pp} и φ и коэффициентом полноты мидель-шпангоута β одновинтовых транспортных судов.

O — статистические данные.

при постоянных δ и φ приводит к приотделению или заострению оконечностей. Эти изменения остроты и формы обводов оконечностей соответствующим образом воздействуют как на волновое, так и на вязкостное сопротивление, притом довольно сложно. В действительности, в формировании сопротивления важную роль играют не только носовое и кормовое заострения, но и места значительного градиента давлений, например плечи ватерлиний, так что одновременно со снижением волнообразования в носу при смещении ЦВ в корму может возрасти интенсивность вихрей, образующихся в районе скулы и носового плеча. Поэтому для заданной комбинации основных геометрических характеристик корпуса (δ ; φ ; и др.) существуют оптимальные значения \bar{x}_C , обеспечивающие относительный минимум сопротивления. Кроме того, изменение полноты кормы с вариацией \bar{x}_C влияет на взаимодействие движителей с корпусом и поэтому оптимальное с точки зрения уменьшения потребной мощности на гребном вите значение \bar{x}_C не обязательно совпадает с \bar{x}_C , обеспечивающим минимум сопротивления.

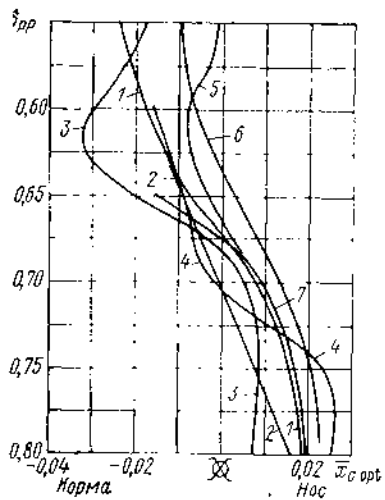


Рис. VIII.4. Навыгоднейшее продольное положение ЦВ по различным рекомендациям.

1 — по Эйру; 2 — по Тросту; 3 — по Фолджеру; 4 — по данным серии 60; 5 — по Хуклеру; 6 — по рекомендациям Вагенингенского опытового бассейна; 7 — по Боклеру.

Рис. VIII.5. Зависимость $\bar{x}_{C\text{opt}}$ от числа Fr для различных форм носовых шпангоутов ($\delta = 0,6$).

1 — U-образные носовые шпангоуты ($\chi_{VF} = 0,919$); 2 — промежуточные носовые шпангоуты ($\chi_{VF} = 0,871$); 3 — V-образные носовые шпангоуты ($\chi_{VF} = 0,830$).

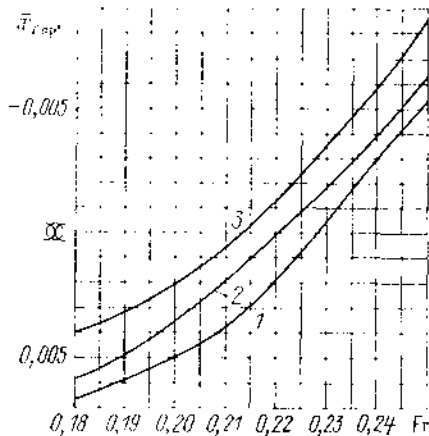
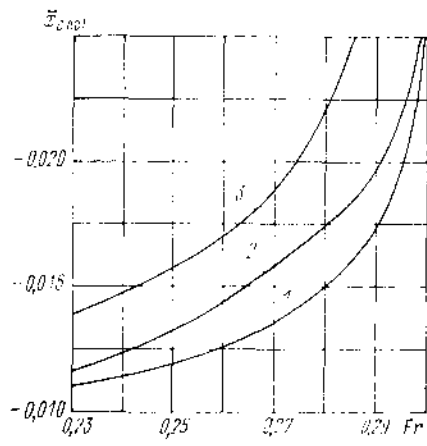


Рис. VIII.6. Зависимость $\bar{x}_{C\text{opt}}$ от Fr для различных форм носовых шпангоутов ($\delta = 0,7$).

1 — U-образные носовые шпангоуты ($\chi_{VF} = 0,957$); 2 — промежуточные носовые шпангоуты ($\chi_{VF} = 0,917$); 3 — V-образные носовые шпангоуты ($\chi_{VF} = 0,879$).

Рис. VIII.7. Зависимость $\bar{x}_{C\text{opt}}$ от Fr для различных форм носовых шпангоутов ($\delta = 0,8$).

1 — U-образные носовые шпангоуты ($\chi_{VF} = 0,960$); 2 — промежуточные носовые шпангоуты ($\chi_{VF} = 0,931$); 3 — V-образные носовые шпангоуты ($\chi_{VF} = 0,911$).



Влияние \bar{x}_C на сопротивление было объектом большого числа исследований; некоторые их результаты приведены на рис. VIII.4, из которого видно, что с ростом δ (и соответствующим уменьшением Fr), как правило, $\bar{x}_{C\text{opt}}$ смещается в нос. Вместе с тем, наблюдается различие в значениях $\bar{x}_{C\text{opt}}$, рекомендуемых различными исследователями при одинаковом δ (более 3% L_{pp}). Причины этих расхождений объясняются взаимосвязью влияния на сопротивление изменения \bar{x}_C и других гео-

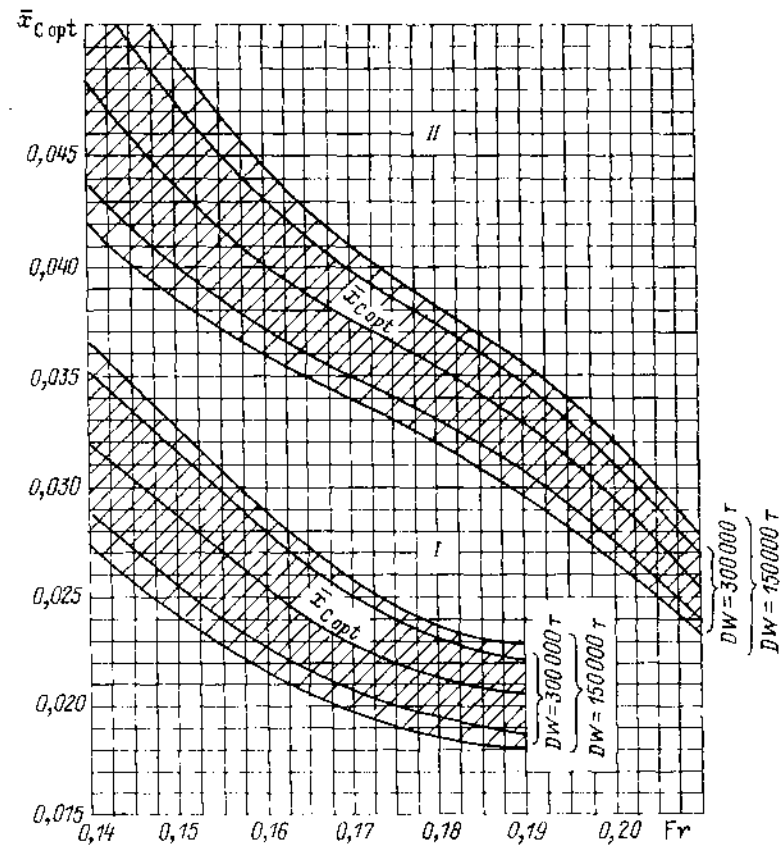


Рис. VIII.8. Навыгоднейшее продольное положение ЦВ для носовых обводов различных типов.

I — обводы с уменьшением углов входа ГВЛ; II — обводы с притуплением носовой ветви ГВЛ.

метрических элементов корпуса, а не только коэффициента δ , как это предполагалось большинством исследователей. Важную роль при фиксированном значении \bar{x}_C играет форма шпангоутов и ГВЛ.

В результате исследований, выполненных В. М. Штуцифом, были получены зависимости $\bar{x}_{C\text{opt}}$ от χ_{VF} для судов, имеющих традиционные формы носовых шпангоутов, с $\delta = 0,6$; $0,7$ и $0,8$, приведенные на рис. VIII.5—VIII.7 соответственно [46]. Как видно из этих рисунков, с уменьшением χ_{VF} , т. е. с увеличением развала шпангоутов и приполнением носовой ветви ГВЛ (переходом к V-образным шпангоутам), оптимальное положение ЦВ смещается в корму.

Еще сильнее отмеченные различия в значениях $\bar{x}_{C opt}$ при разных формах обводов наблюдаются у судов полных обводов с $\delta > 0,8$, особенно при наличии носовых бульбовых обводов с заострением носовой ветви ГВЛ и обводов с притуплением носовых ватерлиний (цилиндрических, таранно-конических обводов). Результаты испытаний серии моделей судов с большой полнотой обводов (см. § 26) позволили конкретизировать зависимость $\bar{x}_{C opt} = f(Fr)$ для указанных принципиально различных форм носовых обводов (рис. VIII.8) [35]. Как следует из рис. VIII.8, притупление носовой оконечности делает желательным смещение ЦВ в нос, что может также уменьшить вероятность отрыва пограничного слоя в корме.

Для обеспечения необходимой посадки судна иногда надо знать, насколько возможно отступать от $\bar{x}_{C opt}$ без существенного ухудшения ходовых качеств. По дан-

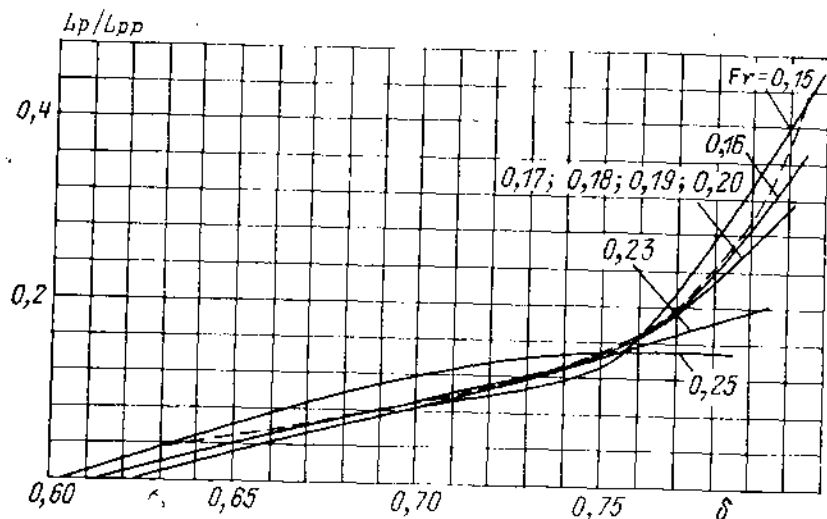


Рис. VIII.9. Зависимость допустимой относительной длины цилиндрической вставки L_p/L_{pp} от δ и числа Fr .

--- L_p/L_{pp} для $\delta = f(Fr)$, определенных по формуле (VIII.6).

ным испытаний моделей «серии 60» с $\delta = 0,60 \div 0,80$ отступления от $\bar{x}_{C opt}$ на $\pm (0,5-1,0) \% L_{pp}$ увеличивают сопротивление не более чем на 1%. На рис. VIII.8 заштрихованы пределы изменения абсциссы ЦВ для полных судов (танкеров, рудозовов) различного дедвейта DW , в которых уменьшение скорости не превосходит 0,1 уз.

На основании результатов испытаний моделей «серии 60» с целью выявления влияния на условия взаимодействия движителя с корпусом и пропульсивный коэффициент было произведено сопоставление значений $\bar{x}_{C opt}$, определенных как из условия минимума сопротивления, так и потребной мощности на гребном винте [97]. Результаты такого анализа показали, что разница между этими значениями заметна только в случае малых коэффициентов $\delta = 0,60 \div 0,65$, когда для достижения наилучших ходовых качеств ЦВ следует смещать на 0,2-0,3% L_{pp} в корму от $\bar{x}_{C opt}$, определенного по минимуму буксировочной мощности.

Протяженность цилиндрической вставки. Применение цилиндрической вставки на судах с $\delta > 0,62$ связано с рядом строительных и эксплуатационных преимуществ. До некоторых размеров по длине наличие цилиндрической вставки не оказывает отрицательного влияния на сопротивление. Более того, использование цилиндрической вставки при заданных δ и φ позволяет несколько уменьшить полноту оконечностей и заострить их. Однако при чрезмерной длине L_p цилиндрической

вставки наличие крутых плеч в местах ее сопряжения с оконечностями может увеличивать сопротивление, иногда значительно.

На рис. VIII.9 приведены зависимости от δ и Fr относительных длин L_p/L_{pp} , не снижающих сопротивление [46].

В качестве общей рекомендации можно указать, что с увеличением L_p цилиндрическую вставку желательно смещать в нос так, чтобы две трети ее длины приходились на носовую оконечность.

§ 30. ФОРМЫ ОБВОДОВ КОРПУСА И ИХ ВЫБОР

При заданных грузоподъемности или дедвейте и известных главных размерах, коэффициентах полноты и характеристиках строевой по шпангоутам задача проектирования теоретического чертежа судна сводится по существу к выбору рационального вертикального распределения водоизмещения, которое определяется формой носовых и кормовых шпангоутов, описываемой либо условными обозначениями шпангоутов (U-, V-образные, бульбовые и др.), либо численными значениями коэффициентов вертикальной полноты носовой и кормовой оконечностей χ_{VF} и χ_{VD} при фиксированных коэффициентах δ и φ . При заданной строевой по шпангоутам форма шпангоутов и характеристики ГВЛ (коэффициент полноты α и углы входа и схода) тесно взаимосвязаны и выбор формы поперечных сечений корпуса по существу определяет основные особенности ГВЛ, и наоборот.

Кроме того, у большинства типов транспортных судов вследствие низких относительных скоростей и наличия цилиндрической вставки локальные возмущения жидкости, вызываемые носовой оконечностью, сравнительно слабо влияют на характеристики потока в корме. Исключение составляют быстроходные острые суда и суда с малыми отношениями L/B (менее 5), когда нельзя игнорировать влияние носовой оконечности на условия взаимодействия гребного винта с корпусом и пропульсивные качества судна.

Форма носовых обводов. Выбор носовых обводов определяется в основном соображениями снижения сопротивления. Взаимосвязь характеристик ГВЛ и формы носовых шпангоутов дается формулой Лиделя:

$$\alpha = a\varphi^{2/3}. \quad (VIII.9)$$

На основании данных, относящихся к судам с традиционными носовыми обводами, в этой формуле коэффициент $a = 0,97 \div 1,02$, причем меньшие значения соответствуют U-образным шпангоутам, а большие V-образным. Это объясняется возрастанием площади и полноты ГВЛ с увеличением развала носовых шпангоутов.

Существенное значение для выбора формы носовых обводов имеет и угол входа ГВЛ i_E . Углы входа (в градусах), определяемые из предложенной Троостом экспериментальной формулы

$$2i_E = 69,5 - 260\varphi_F(1 - \varphi_F) \quad (VIII.10)$$

(где φ_F — коэффициент продольной полноты носовой оконечности), приблизительно соответствуют значениям i_E , принятым в «серии 60», в которой форма носовых шпангоутов может быть охарактеризована как умеренно U-образная и считается удаваемой относительно для судов с умеренной полнотой обводов.

О влиянии на сопротивление традиционных форм носовой оконечности со шпангоутами U-, V-образного и промежуточного типа можно судить по приведенным в § 26 результатам испытаний моделей серии морских транспортных судов. В общем можно указать, что с уменьшением δ и соответствующим увеличением Fr применение U-образных шпангоутов с одновременным заострением носовой ветви ГВЛ становится предпочтительнее использования обводов с V-образными шпангоутами, тогда как при $\delta \geq 0,70$ последние обеспечивают несколько меньшее сопротивление.

Не только в указанных пределах изменения коэффициента δ , но и для быстроходных судов с $\delta = 0,5 \div 0,6$, а также для тихоходных полных судов вплоть до $\delta \approx 0,82 \div 0,83$ большой эффект снижения сопротивления достигается в случае применения развитых бульбовых обводов с заострением носовой ветви ГВЛ и выносом бульба вперед за носовую перпендикуляр. В отечественной практике с успехом

применяют предложенные В. Н. Бегизовым и показанные на рис. VII.1, VII.18, б и VII.20 бульбовые обводы с максимальным обужением ватерлиний выше ГВЛ, ориентированным примерно по фактическому волновому профилю с учетом ходового дифферента судна.

У острых судов с малыми δ эффективность носовых бульбов в основном обусловлена благоприятной интерференцией волновых систем, создаваемых собственно корпусом и бульбом. У более полных судов, для которых при высоких δ и малых Γ характерно разрушение вали в пределах носового заострения, доминирующим во влиянии бульбового носа на волнообразование является уменьшение угла входа и заострение носовой ветви ГВЛ, что достигается переносом части объемов в вынесен-

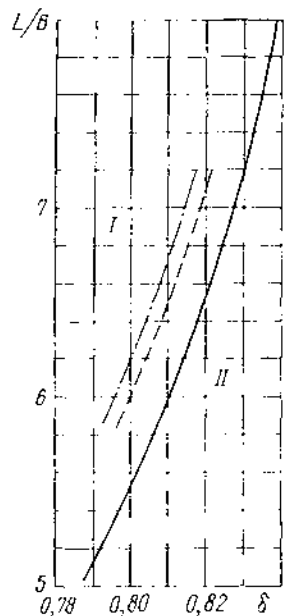
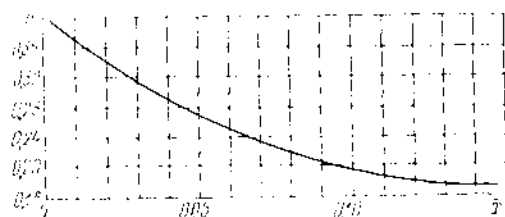


Рис. VIII.10. Зоны эффективности применения носовых обводов различных форм на судах с большой полнотой обводов.

I — преимущество обводов с заострением ГВЛ; II — преимущество обводов с закруглением ГВЛ; $x_C = 2,25\% L_{pp}$; $x_C = 3,0\% L_{pp}$; $x_C = 3,5\% L_{pp}$.

Рис. VIII.11. Рекомендуемое изменение относительного радиуса закругления скулы \bar{r} по длине носового заострения судна с цилиндрической формой обводов ($\bar{x} = x/L_{pp}$).



ный вперед бульб. Эффект снижения полного сопротивления при применении носовых бульбов в некоторых случаях может достигать 15% и более в зависимости от безбульбовых обводов. Это превосходит значение волновой составляющей сопротивления для судов большинства типов и свидетельствует о наличии благоприятного воздействия бульба и на вязкостное сопротивление. Последнее, по-видимому, связано с более плавным сходом линий тока в районе носовой скулы в случае применения бульба и приводит к снижению интенсивности образующихся при этом скуловых вихрей.

У крупнотоннажных танкеров и рудовозов с увеличением полноты носового заострения сверх некоторых предельных значений при условии $x_C = \text{const}$ бульбовые обводы с заострением ГВЛ становятся неэффективными из-за резкого возрастания кривизны носовых плеч ватерлиний, что способствует как увеличению волнообразования в этом районе, так и формированию интенсивных скуловых вихрей. В таких условиях более рациональными становятся носовые обводы с притуплением носовой ветви ГВЛ, к которым относятся таранно-конические и цилиндрические обводы (см. рис. VII.18, а, в). В результате обработки материалов испытаний серии судов с большой полнотой (см. § 26) были определены пределы их целесообразного применения, показанные на рис. VIII.10.

Таранно-конические обводы носа, разработанные Е. А. Виноградовой, Д. Г. Соколовым, В. С. Шпаковым и В. М. Штумпфом (см. рис. VII.18, в), характеризуются большим развалом шпангоутов и притуплением ватерлиний в районе ГВЛ в сочетании с вынесенным за носовой перпендикуляр тараном и заострением действующих

ватерлиний при балластной загрузке. При таких обводах для различных состояний загрузки достигается снижение полного сопротивления до 8–10%.

Применявшийся до последнего времени наиболее упрощенный вариант цилиндрических обводов с малыми и постоянными по длине радиусами закругления скулы и форштевня (см. рис. VII.18, а и VII.20) при положительных результатах для судна с полным грузом значительно уступает по сопротивлению сопоставимым бульбовым и таранно-коническим обводам при его балластной загрузке. Это объясняется неблагоприятным обтеканием скулы вблизи форштевня с возможным местным отрывом потока в этом районе, особенно при наличии дифферента.

Основное условие создания удовлетворительных цилиндрических обводов — увеличение радиуса закругления скулы по мере приближения к носовому перпендикуляру с переходом к закруглению форштевня радиусом $\bar{r} = r/T = 0,4 \pm 0,5$. Рекомендуемые минимальные значения \bar{r} вдоль носового заострения судна даны на

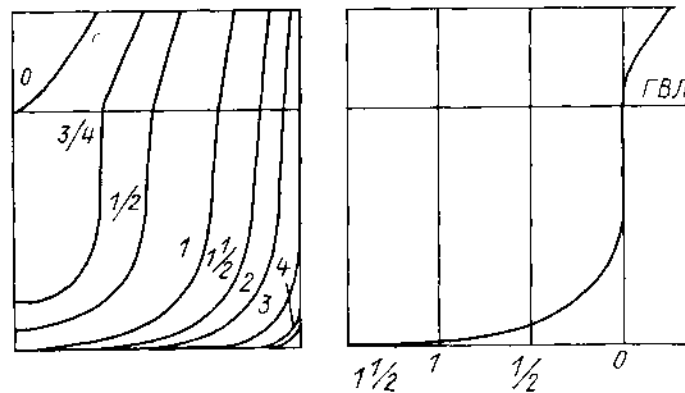


Рис. VIII.12. Цилиндрические носовые обводы с увеличенным радиусом закругления форштевня («эллипсоидальные» обводы).

рис. VIII.11. В шведском опытовом бассейне была разработана показанная на рис. VIII.12 носовая оконечность «эллипсоидальной» формы [99], соответствующая приведенным выше рекомендациям.

Форма кормовых обводов. Выбор формы корма обусловлен не только соображениями снижения сопротивления, но и улучшением условий работы гребного вала.

Применительно к кормовым обводам традиционных типов (U- и V-образных, см. рис. VII.19, а и б) могут быть отмечены следующие общие тенденции. В сопоставимых условиях использование V-образных шпангоутов обычно уменьшает сопротивление, тогда как U-образные шпангоуты улучшают взаимодействие движителя с корпусом и повышают пропульсивный коэффициент. При этом суммарный эффект, обуславливающий преимущество U-образных обводов по ходкости, обычно незначителен. Однако последние во всех случаях обеспечивают более равномерное поле скоростей в месте расположения гребного вала, вследствие чего при разработке кормовой оконечности по возможности отдается предпочтение умеренно U-образным шпангоутам.

Одно из важных условий успешного проектирования кормовых обводов судов с большой полнотой ($\delta > 0,82$) заключается в предотвращении отрыва пограничного слоя. Следует отметить установленное А. Ф. Пустошным и Ю. С. Базилевским положение, что для исключения отрыва углы наклона касательных к ватерлиниям в корме традиционных обводов должны быть менее $i_R = 33^\circ$. Японские исследователи [95] для предотвращения отрыва длину кормового заострения L_R и его коэффициент полноты δ_R регламентируют условиями: $B \cdot L_R \leq 0,40 \pm 0,42$; $\delta_R \leq 0,675$.

Определенный интерес для полных судов представляют сигарообразные кормовые обводы (см. рис. VII.19, в), на которых в условиях буксировочных испытаний

раньше наступает отрыв пограничного слоя, однако на него оказывает эффективное воздействие гребной винт, вследствие чего для судов с большими δ (более 0,8) может быть достигнуто увеличение пропульсивного коэффициента [35]. Для крупнотоннажных судов с большой полнотой, имеющих двухвальную силовую установку, перспек-

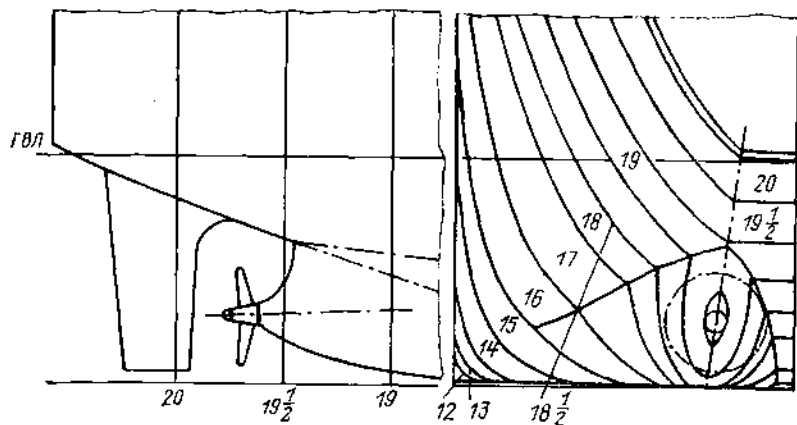


Рис. VIII.13. Двухскеговые кормовые обводы корпуса с большой полнотой.

тивным оказывается так называемый двухскеговый вариант кормы (рис. VIII.13). Такие обводы при практически вертикальном расположении выкружек — скегов — вследствие меньшего сопротивления и увеличенного попутного потока обеспечивают по сравнению с обычным двухвальным вариантом уменьшение потребляемой мощности на 10—12 %.

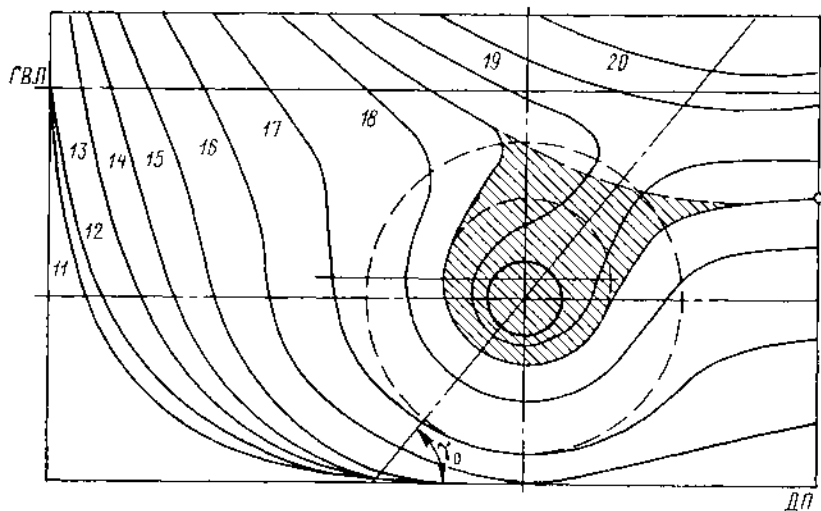


Рис. VIII.14. Кормовые обводы быстроходного двухвинтового судна с развитыми выкружками гребных валов.

Для быстроходных крупнотоннажных контейнеровозов ($\delta = 0,50 \div 0,67$) с двухвальной установкой возможно применение предложенной Л. А. Сиротниковой, А. И. Смородиным, В. К. Турбалом, В. К. Ивженко, Ю. Т. Каменецким и Р. С. Квитковским кормовой оконечности с развитыми выкружками булевого типа (рис. VIII.14).

Удачным размещением утолщенной части выкружки (заштрихована на рисунке) можно снизить сопротивление до 3—6 % за счет благоприятной интерференции с волновой системой корпуса и обеспечить формирование потока в диске движителя, повышающее пропульсивные качества судна.

На среднескоростных контейнеровозах и трейлерных судах с $\delta < 0,65$ сравнительно небольшого водоизмещения применяют одновальные энергетические уста-

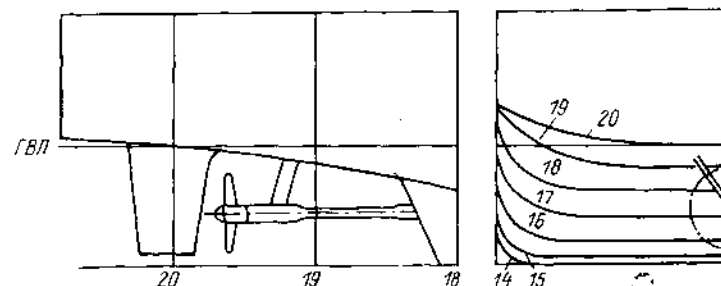


Рис. VIII.15. Кормовые обводы контейнеровозов и трейлерных судов со «свободным» гребным винтом.

новки. В этом случае кормовым шпангоутам в районе расположения гребного винта придать U-образную форму и значительный развал по мере приближения к ГВЛ (см. рис. VII.1). При таких обводах поле скоростей в диске гребного винта оказывается существенно неоднородным, а коэффициенты попутного потока малы.

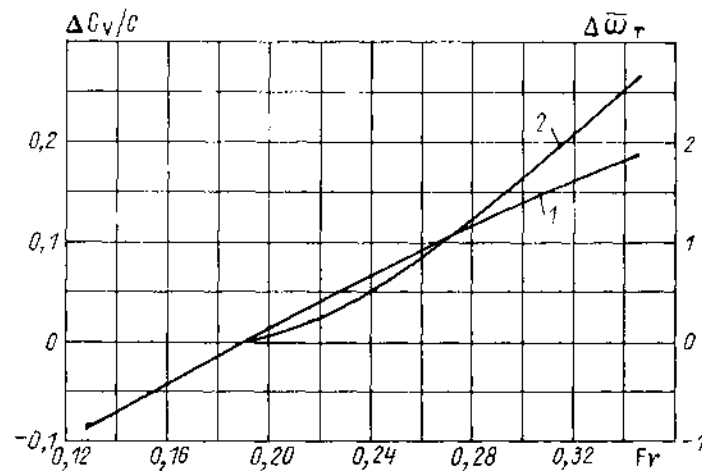


Рис. VIII.16. Зависимость площади погруженной в воду части транца $\Delta \bar{\omega}_\tau$ (1) и относительного коэффициента дополнительного сопротивления транца $\Delta C_v/c$ (2) быстроходного судна от Fr .

Вильяме для устранения этих недостатков предлагает обводы кормы «баржевого» типа, у которых линии тока располагаются приблизительно в плоскости батоксов, в сочетании с так называемым «свободным» винтом, показанные на рис. VIII.15 [99].

В отличие от применявшихся в течение многих лет кормовых обводов крейсерского типа в последнее время на различных транспортных судах кормовые оконечности обычно завершаются транцем, что дает определенные экономические преимуще-

щества. Вместе с тем, при погружении на ходу значительной части транца в воду, что возможно в основном у быстроходных судов, сопротивление может значительно возрасти в связи с наличием фиксированного отрыва пограничного слоя на кромках транца. На рис. VIII.16 показано изменение дополнительного коэффициента вязкостного сопротивления ΔC_D судна, обусловленное указанным отрывом, в зависимости от изменения погруженной в воду относительной площади транца $\Delta \bar{\omega}_T = (\omega_T - \omega_{T0})/\omega_{T0}$, где ω_{T0} — погруженная площадь транца по ГВЛ.

§ 31. СОПРОТИВЛЕНИЕ И ФОРМА ВЫСТУПАЮЩИХ ЧАСТЕЙ

К выступающим частям относятся крупные детали корпуса, выходящие за пределы его основных обводов: вертикальный и скуловые килы, рули, конструкции выходов из корпуса гребных валов (дейдвудное утолщение у одновинтовых судов, выкружки или крошителей и сами гребные валы — у двухвинтовых).

Сопротивление выступающих частей $R_{ДР}$ имеет вязкостную природу и обусловлено сложным взаимодействием формирующегося на них пограничного слоя с трехмерным потоком, образованным пограничным слоем основного корпуса. Поэтому выступающие части могут оказывать влияние на распределение сил трения и давления на корпусе в месте их расположения, т. е. изменять вязкостное сопротивление самого корпуса. За исключением развитых выкружек булевого типа, показанных на рис. VIII.14, влияние выступающих частей на волновое сопротивление пренебрежимо мало.

Сложный характер формирования потока, обтекающего выступающие части, затрудняет расчетное определение их сопротивления, хотя его приближенные оценки по формуле (VI.23) в принципе возможны. Основным способом определения $R_{ДР}$ служит сравнительный эксперимент в опытовых бассейнах, а иногда и в аэродинамических трубах, проводимый на моделях судна с выступающими частями и без них («голом корпусе»). Поскольку $R_{ДР}$ в основном вызвано вязкостными свойствами жидкости, его значение, определенное в результате модельных испытаний, следует переносить на натуру в функции от числа Re. Однако сложный и индивидуальный характер гидродинамического проявления вызванного различными выступающими частями, а также относительно небольшой вклад их сопротивления в полное сопротивление ($R_{ДР} < 0,15R$) обусловили возможность переноса на натуру измеренных на моделях значений $R_{ДР}$ с использованием гипотезы автономности по числу Re.

Существуют две схемы определения коэффициента сопротивления выступающих частей $C_{ДР}$. Первая схема основана на зависимости

$$C_{ДР} = \frac{R_{св.ч}}{\frac{\rho v_M^2}{2} (\Omega_{г.к} + \Omega_{в.ч})} = \frac{R_{г.к}}{\frac{\rho v_M^2}{2} \Omega_{г.к}}, \quad (\text{VIII.11})$$

где $R_{св.ч}$ — сопротивление модели с выступающими частями; $R_{г.к}$ — сопротивление «голого корпуса» модели; $\Omega_{в.ч}$ — площадь смоченной поверхности выступающих частей модели. Вторая схема использует соотношение (VI.10) и является более простой и предпочтительной. Из-за сильного влияния на $C_{ДР}$ модели числа Re для натуре в качестве коэффициента сопротивления выступающих частей принимают асимптотическое значение, к которому стремится $C_{ДР}$ модели в диапазоне наибольших скоростей ее буксировки.

Наибольшую долю в $R_{ДР}$ составляет сопротивление выходов гребных валов, которые конструктивно могут оформляться различно. На рациональный выбор их геометрии существенное влияние оказывает не только стремление снизить сопротивление, но и необходимость улучшить их взаимодействие с гребными винтами (см. третий раздел).

У одновинтовых судов для уменьшения сопротивления и повышения пропульсивных качеств, помимо сглаживания кромок ахтерштевня, важен правильный выбор относительной толщины руля e/D и отстояния его от винта a/D , причем сечения руля должны выполняться профилированными (a — отстояние передней кромки руля от винта на относительном радиусе $\bar{r} = 0,7$ в верхней части диска; D — диаметр винта). При тонких рулях ($e/D \leq 0,15$) для обеспечения удовлетво-

рительной ходкости и приемлемой вибрации a/D должно быть не менее 0,20. С увеличением руля a/D следует увеличивать, однако e/D не должно быть больше 0,25. Предельно допустимые значения e/D в зависимости от зазора a/D можно определить из эмпирической зависимости [46]

$$e/D \leq 0,22 + 0,3 \left(\frac{a}{D} - 0,2 \right). \quad (\text{VIII.12})$$

У двухвинтовых транспортных судов выходы валов обычно оформляются в виде выкружек. У острых быстроходных судов, мелких катеров и судов с ограниченной осадкой предпочтительней применение мортир с крошителями.

При проектировании выкружек существенное значение имеет выбор формы поперечных сечений и угла наклона выкружки к основной плоскости γ_0 (см. рис. VIII.14). Как общий принцип обеспечения минимального сопротивления выкружек можно рекомендовать установку их по линиям тока «голого корпуса». В этом случае сопротивление выкружек мало отличается от их сопротивления трения.

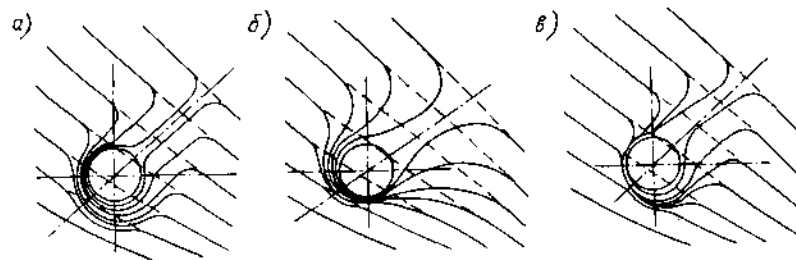


Рис. VIII.17. Различные формы выкружек двухвинтовых судов.

Однако при наименьшем сопротивлении не всегда обеспечиваются наилучшие пропульсивные качества судна. Так, симметричные выкружки с авиационным профилем продольных сечений (рис. VIII.17, а) соответствуют меньшему сопротивлению, но отступление от симметрии создает закручивание потока, которое, если его направление обратно направлению вращения винта, может увеличить пропульсивный коэффициент и компенсировать некоторое возрастание сопротивления. Поэтому применение выкружек, изображенных на рис. VIII.17, б, целесообразно в случае вращения винтов «наружу», т. е. при вращении винта правого борта по часовой, а левого — против часовой стрелки, если смотреть с кормы. Использование выкружек, приведенных на рис. VIII.17, в, возможно только при противоположном вращении винтов «вовнутрь». Поэтому выбор формы выкружек в каждом конкретном случае желательно производить после модельных испытаний.

По данным В. А. Перлова, угол γ_0 наклона выкружки (см. рис. VIII.14), обеспечивающий наименьшее сопротивление, составляет $35-45^\circ$. Однако при наружном вращении винтов уменьшение γ_0 при незначительном увеличении сопротивления улучшает коэффициенты взаимодействия винтов с корпусом, вследствие чего в этом случае рекомендуется принимать $\gamma_0 = 20-40^\circ$. При внутреннем вращении винтов желательно выбирать $\gamma_0 \approx 70^\circ$ и даже более (вертикальные skegs).

Крошители, мортiry и вращающиеся гребные валы создают сопротивление, сопоставимое с сопротивлением выкружек и равное $6-8\%$ вязкостного сопротивления «голого корпуса». Основное требование при их проектировании — расположение лоп крошителей по направлению потока, которое может быть установлено при испытании моделей с помощью флюгеров. При этом снижается не только сопротивление, но и подъемная сила и соответственно поперечная нагрузка на лопы крошителей. Рекомендуется симметричный профиль поперечных сечений лоп с относительной толщиной (отношением ширины к длине сечения), равной в среднем 0,20, но не более 0,25. Во избежание возникновения кавитации желательно, чтобы профили сечений лоп имели наиболее равномерное распределение давлений вдоль хорды профиля. В [12] приведены таблицы относительных ординат некоторых из рекомендуемых профилей.

Обводы втулки кронштейна, перехода ее к валу, а также сопряжение лан кронштейнов с втулкой и корпусом должны выполняться плавными. Для исключения повышенной вибрации корпуса угол между лапами не должен быть равным или кратным углу между лопастями гребного вилта.

Скуловые килы следует располагать по линиям тока на «голом корпусе», а угол сопряжения их с обшивкой должен быть близок к 90°. Тогда коэффициент сопротивления ланя скуловых килей будет полностью определяться их сопротивлением трения, составляя $C_{ДР} = (0,05 \div 0,10) \cdot 10^{-3}$. Протяженность килей обычно равна 35–40 % $L_{ДР}$, и у полных судов с большой цилиндрической вставкой выполнение указанных условий их размещения не вызывает затруднений. У острых судов линии тока на поверхности отличаются большой кривизной, а из-за трехмерности потока наблюдается значительное изменение направления вектора скорости в пределах высоты кила. В этом случае для экспериментального определения целесообразного направления килей желательнее использовать флюгеры, а не метод красок. При значительной кривизне линий тока возможно применение разрезных килей, когда часть кила в этом районе располагается по линии тока, эквидистантной направлению основной части скулового кила.

Значения коэффициентов сопротивления выступающих частей приведены в § 23 (см. рис. VI.17).

§ 32. АНАЛИТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОПТИМИЗАЦИИ ФОРМЫ ОБВОДОВ

Форма обводов судна, имеющая минимальное сопротивление, может оказаться неоптимальной по другим характеристикам, таким как остойчивость, мореходность, вместимость и др. Поэтому задачу оптимизации формы обводов следует решать с учетом факторов, определяющих по какому-либо специальному критерию экономическую эффективность судна, и ограничений, налагаемых на геометрические и иные характеристики корпуса и формулируемых в виде равенств или неравенств. Такая задача требует применения интенсивно разрабатываемых в последнее время методов математического программирования [34], особенностью которых является итеративный характер используемых процедур. Это вызывает необходимость рассмотрения значительного количества вариантов формы, т. е. многократного расчета функций критерия и ограничений. Последовательность этих вариантов формируется специальным образом, что и составляет суть алгоритма решения. Обычно для этого приходится на каждом этапе рассчитывать значения частных производных функций критерия и ограничений по всем переменным. Отсюда вытекает необходимость создания экономичных способов расчета на ЭВМ сопротивления, коэффициентов взаимодействия вилта и корпуса и т. п., а также достаточно гибкой математической модели судовой поверхности, которая при ограниченном числе обобщенных или интегральных параметров позволяла бы путем их вариации получать разнообразные судовые обводы при приемлемом расходе машинного времени.

Для формулирования принципов оптимизации формы корпуса и элементов судна может быть использована математическая модель задачи в следующем виде:

$\vec{X} = \{x_i, i \in I\}$ — вектор элементов теоретического чертежа судна (главных размерений, коэффициентов полноты, абсциссы ЦВ, размеров и положения по длине основных отсеков и т. п.);

$\vec{X}_k = \{x_{kj}, j \in J\}$ — вектор параметров формы; ими являются входные параметры математической модели судовой поверхности (длина и положение цилиндрической вставки, углы заострения ВЛ в носу и в корме, степень развала бортов и т. п.).

Если $f(\vec{X}, \vec{X}_k)$ — критерий экономической эффективности судна, например приведенные затраты на 1 т перевозимого груза, а $g_s(\vec{X}, \vec{X}_k)$ — функции, описывающие его качества, то условия

$$f(\vec{X}, \vec{X}_k) \rightarrow \min; \quad (\text{VIII.13})$$

$$g_s(\vec{X}, \vec{X}_k) \geq b_s \quad (\text{VIII.14})$$

определяют обобщенную математическую модель задачи оптимизации. Функции $g_s(\vec{X}, \vec{X}_k)$ могут, в частности, выражаться следующим образом:

$$g_1(\vec{X}, \vec{X}_k) \equiv D(\vec{X}) - \sum_i P_i(\vec{X}, \vec{X}_k) = P -$$

требование равенства водонмещения судна D сумме масс P_i , составляющих его нагрузку (здесь P — заданная грузоподъемность);

$$g_2(\vec{X}, \vec{X}_k) \equiv W(\vec{X}, \vec{X}_k) \geq \mu P -$$

требование к грузоемкости судна (здесь μ — удельная погрузочная кубатура);

$$g_3(\vec{X}, \vec{X}_k) \equiv -L \geq -L_{\max} -$$

ограничение длины судна;

$$g_4(\vec{X}, \vec{X}_k) \equiv -T \geq -T_{\max} -$$

ограничение наибольшей осадки.

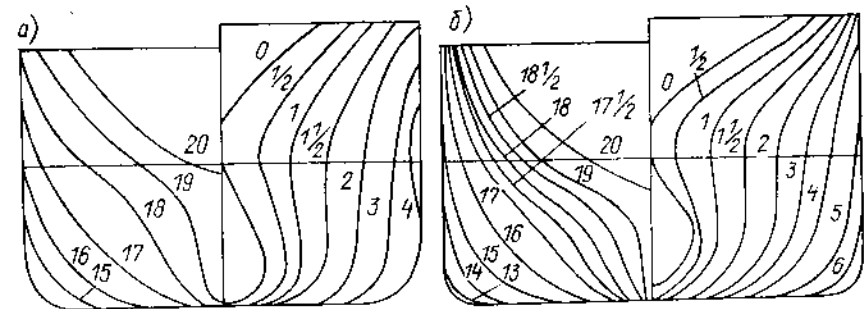


Рис. VIII.18. Исходная форма корпуса танкера (а) и форма, полученная в результате оптимизации (б).

Другие функции $g_s(\vec{X}, \vec{X}_k)$ отражают требования к надводному борту по правилам грузовой марки, к наименьшему и наибольшему значениям начальной метacentрической высоты, к осадке носом и кормой и т. д.

Следует отметить, однако, что в таком общем виде задача оптимизации даже при наличии приемлемой математической модели судовой поверхности требует проведения вычислений весьма значительного объема, поэтому необходима такая декомпозиция общей задачи, при которой отдельно рассматриваемая задача о форме корпуса давала бы решения, повышающие эффективность судна без ущерба для других его качеств. Для этого задачу (VIII.13) — (VIII.14) можно представить в виде двухуровневой системы задач. На верхнем уровне (ВУ) решают задачу (VIII.13) — (VIII.14) относительно вектора \vec{X} , не рассматривая детальных параметров формы \vec{X}_k и соответственно обобщенных параметров формы $\alpha_p(\vec{X}_k)$, характеризующих судовую поверхность в ее математической модели, полагая $\vec{X}_k = \vec{X}_k^0$ и $\alpha_p = \alpha_p(\vec{X}_k^0)$, где \vec{X}_k^0 — первоначально принятые параметры формы корпуса. На нижнем уровне (НУ) решают задачу оптимизации формы, т. е. выбора оптимального \vec{X}_k при фиксированных основных элементах судна $\vec{X} = \vec{X}^0$, где \vec{X}^0 — оптимальное решение задачи ВУ.

Суть используемых методов оптимизации состоит в том, что после того как выбран набор независимых переменных \vec{X} , каждая задача переводится в простран-

ство этих переменных, в котором функция $R(\vec{X})$, например представляющая собой буксировочное сопротивление, образует семейство поверхностей уровня. Тогда для того чтобы в общем случае выявить положение точки \vec{X}^0 , которая соответствует экстремуму $R(\vec{X})$, в допустимой области рассматриваемого n -мерного пространства следует двигаться к точке \vec{X}^0 в направлении антиградиента $R(\vec{X})$. На границах допустимой области, т. е. на поверхностях уровня функций ограничений, это направление может выводить за пределы допустимой области, поэтому его нужно корректировать и осуществлять движение вдоль границы по направлению убывания $R(\vec{X})$.

В качестве иллюстрации применения описываемых методов рассмотрим вопрос целесообразности создания танкера с относительно малым удлинением. Снижение расхода металла для судна с меньшим удлинением будет тем больше, чем больше будет уменьшена его длина. Поскольку задачу решаем при условии, что дедейт постоянный, уменьшение длины приведет к увеличению B/T , если принять неизменным коэффициент общей полноты. При этом провозоспособность может ухудшиться до такой степени, что общий эффект даже при снижении металлоемкости такого судна будет отрицательным. Поэтому следует найти такие сочетания L и δ , при которых скорость оставалась бы постоянной. Оказалось, для того чтобы достижимая скорость по крайней мере не уменьшилась по сравнению с прототипом, имеющим $L/B = 7,3$, необходимо значительно уменьшить δ . В то же время уменьшение δ при равенстве дедейтов сдерживает уменьшение дашни судна. Таким образом, оптимальным решением рассматриваемой задачи должен быть компромисс между этими тенденциями. Для одного из исследованных удлинений ($L/B = 5,7$) было установлено, что при уменьшении длины на 1 м необходимо снизить δ на 0,0018.

После выбора основных элементов корпуса решается задача оптимизации формы обводов. На рис. VIII.18 в качестве примера приведены результаты такой оптимизации. Контрольные модельные испытания показали, что полученная форма корпуса (рис. VIII.18, б) при том же дедейте и сохранении мощности энергетической установки позволяет по сравнению с танкером-прототипом (рис. VIII.18, а) имеющим $L/B = 7,3$, получить выигрыш в скорости, равный 0,8 уз, при сокращении веса металлического корпуса и судовых систем приблизительно на 5%.

Глава IX

СОПРОТИВЛЕНИЕ СУДОВ ВНУТРЕННЕГО И СМЕШАННОГО ПЛАВАНИЯ

§ 33. ФОРМЫ ОБВОДОВ СУДОВ ВНУТРЕННЕГО И СМЕШАННОГО ПЛАВАНИЯ. ОСОБЕННОСТИ ИХ СОПРОТИВЛЕНИЯ И МЕТОДЫ ЕГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Особенности судов внутреннего и смешанного (река—море) плавания обусловлены экономическими требованиями и специфическими условиями эксплуатации. Их размерения жестко ограничиваются глубиной фарватера, габаритами пилотов и извилистостью судового хода внутренних водных путей. Вместе с тем, для этих судов характерна крупносерийность постройки, что способствует снижению их строительной стоимости. В режном судостроении широко распространена унификация, т. е. проектирование и постройка судов различного назначения (сухогрузов, танкеров и др.) в одинаковых или близких по форме корпусах.

Современные большегрузные (водоизмещение более 2000 т) суда внутреннего и смешанного плавания, эксплуатируемые на магистральных водных путях, имеют полные обводы корпуса ($0,78 \leq \delta \leq 0,87$), большую относительную ширину ($B/T >$

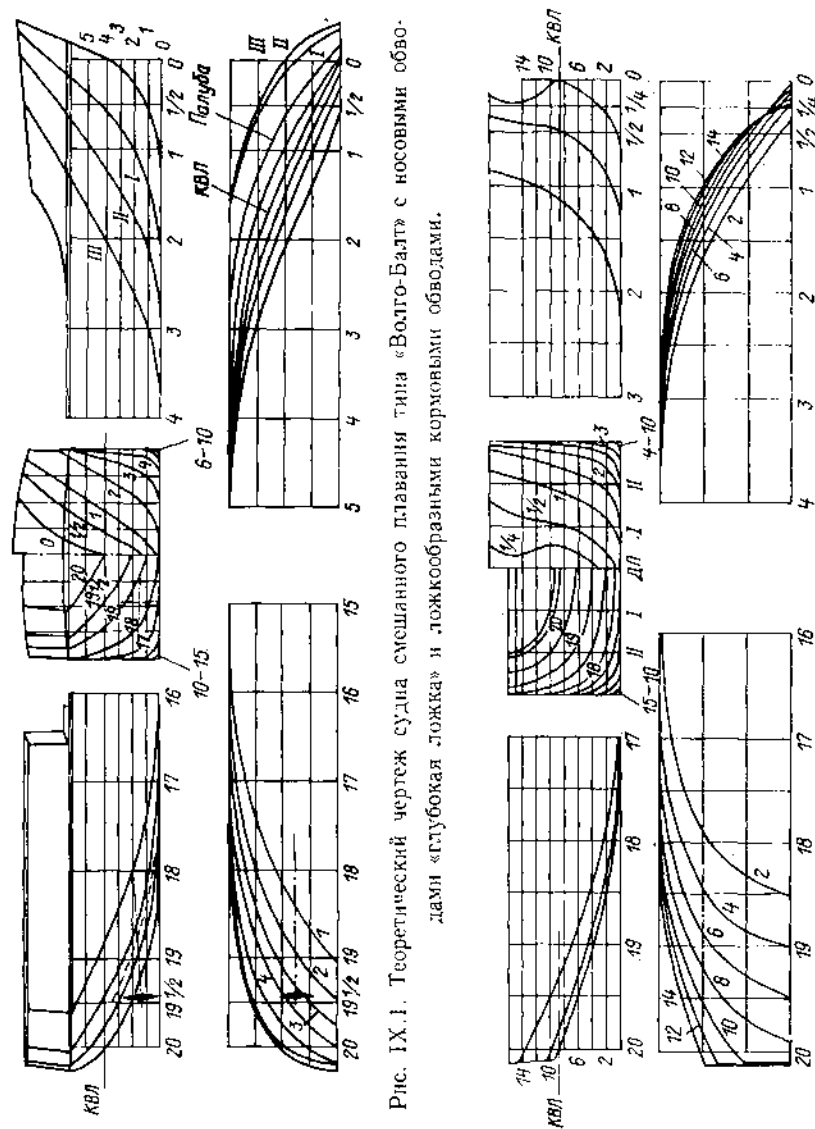


Рис. IX.1. Теоретический чертеж судна смешанного плавания типа «Волго-Балт» с носовыми обводами «глубокая ложка» и ложкообразными кормовыми обводами.

Рис. IX.2. Теоретический чертеж танкера смешанного плавания типа «Маньчж» с бульбообразными носовыми обводами и кормовыми обводами эллиптического типа.

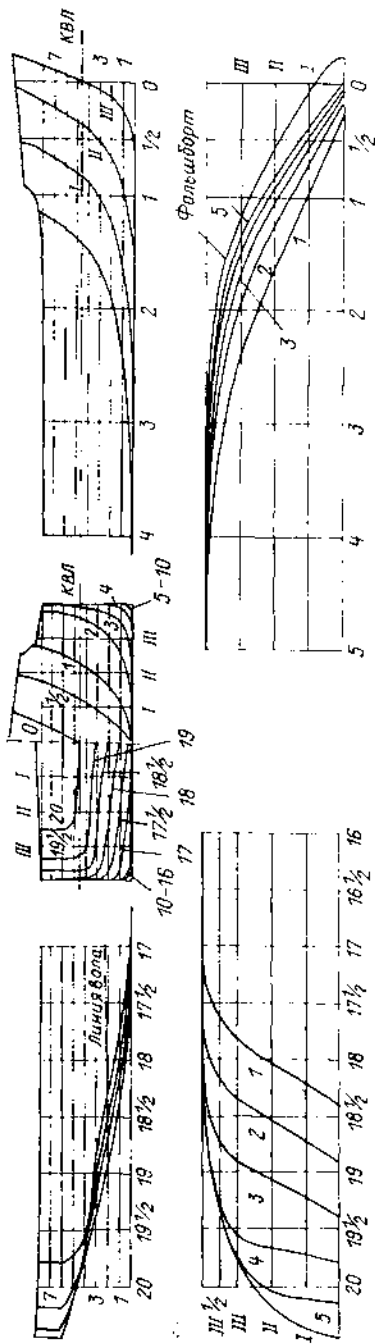


Рис. IX.3. Теоретический чертеж речного большегрузного судна типа «Волго-Дон» с носовыми обводами «глубокая ложка» и санеобразными кормовыми обводами.

> 3) и значительную длину цилиндрической вставки (до 60 % L). Осадка таких судов составляет при плавании в реке 3,0—3,6, в море 3,5—4,5 м, а ширина равна 13—16,8 м. Длина корпуса большегрузных судов изменяется в пределах 90—145 м, чему соответствуют отношения $6,5 \leq L/B \leq 9$. Как правило, все эти суда двух-

валыне. Наиболее распространенной формой носовой оконечности судов внутреннего и смешанного плавания является традиционная форма носовых обводов типа «глубокая ложка» (рис. IX.1) с V-образными шпангоутами, наклонной линией форштевня и слегка выпуклыми ватерлиниями, которые притыкаются к ДП под острым углом. Длина носового заострения типа «глубокая ложка» составляет обычно $\approx 0,3L$. В последнее время на некоторых судах смешанного плавания стали применяться бульбообразные носовые образования (рис. IX.2), позволяющие при тех же размерах корпуса увеличить водоизмещение судна на 4—5 % по сравнению с ложкообразным носом. Еще большее увеличение грузоподъемности судов внутреннего и смешанного плавания при их ограниченных размерах может дать цилиндрическая форма носовой оконечности с резко выраженными U-образными шпангоутами, вертикальной линией форштевня и выпуклыми ветвями ватерлиний, притыкающимися к ДП под прямым углом. Для судов с такой цилиндрической формой носового заострения характерно наличие подпороной волны, что заметно увеличивает их сопротивление.

Традиционными кормовыми обводами речных большегрузных судов являются санеобразные обводы с небольшой килеватостью (рис. IX.3), а у судов смешанного плавания — ложкообразные обводы (типа «мелкая ложка») с U-образными шпангоутами, днищевые ветви которых иногда прямолинейны (см. рис. IX.1). В последние годы на большегрузных судах все чаще находят применение перспективная форма кормовых обводов с эллиптическими шпангоутами и пологими батоксами (см. рис. IX.2), которая обеспечивает благоприятные условия для рациональной компоновки двигательного-рулевого комплекса и повышения пропульсивного коэффициента. На речных толкачах и

буксирах, а также на мелководящих реках судах с $T < 3$ м обычно применяют тоннельные или подтоннельные кормовые обводы (рис. IX.4), позволяющие размещать движители, диаметр которых близок по значению к осадке. При таких обводах оси тоннелей обычно несколько изогнуты к бортам, что улучшает подток воды к движителям в условиях предельного мелководья, а во избежание прососа воздуха к движителям (на заднем ходу) тоннелям придают кормовые свесы. На большегрузных судах тоннельные кормовые обводы не применяют.

Большегрузные суда внутреннего и смешанного плавания относительно тиходны — в условиях глубокой воды их эксплуатационная скорость хода составляет

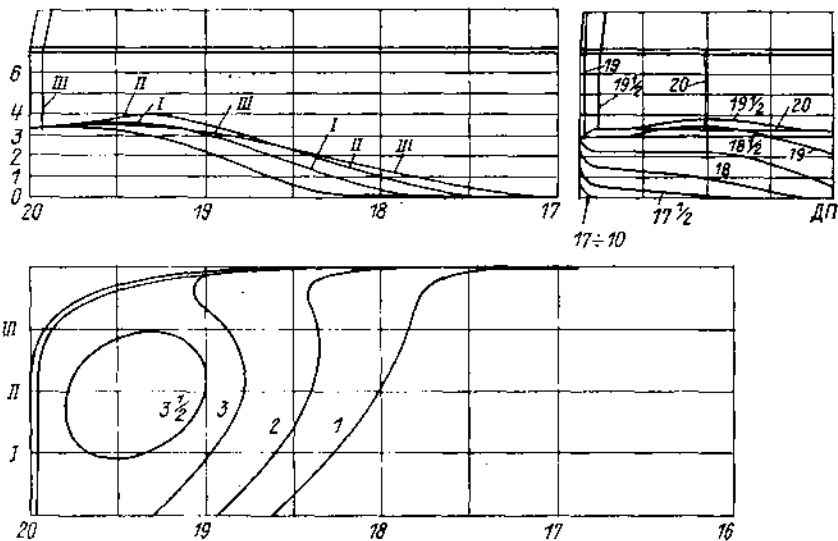


Рис. IX.4. Теоретический чертеж кормовой оконечности мелководящего речного судна с тоннельными кормовыми образованиями.

18—22 км/ч ($F_r = 0,16 \pm 0,20$). Несмотря на большую полноту этих судов, их кормовая оконечность (ложкообразной, санеобразной или эллиптической формы) при движении на глубокой воде и на слабом мелководье ($H/T > 3$) обтекается, как правило, безотрывно; иногда могут возникать лишь небольшие локальные отрывы под воздействием работающих движителей. При этом подавляющая часть сопротивления «голого корпуса» (75—85 %) имеет вязкостную природу, полная же составляющая невелика (15—25 %). При определении сопротивления таких судов на глубокой воде посредством пересчета данных модельных испытаний по методу Фруда доля остаточного сопротивления составляет 30—45 %, а сопротивление трения эквивалентной пластине 55—70 %.

На мелководье сопротивление судов внутреннего и смешанного плавания в зависимости от глубины фарватера изменяется весьма существенно. На рис. IX.5 приведен типичный график изменения коэффициента остаточного сопротивления большегрузного судна при различной относительной глубине воды. Как видно из рисунка, остаточное сопротивление на мелководье по сравнению с условиями глубокой воды может возрастать в несколько раз. Причины этого были рассмотрены в гл. IV, где указывалось и на отрыв пограничного слоя.

Как показали исследования, в условиях предельного мелководья развитый отрыв пограничного слоя возникает при любых формах кормовых образований, применяемых на большегрузных судах внутреннего и смешанного плавания, при этом область отрыва, как правило, вытянута вдоль диаметрального батокса. Поэтому гребные винты таких судов не могут оказывать существенного влияния на стимули-

руемое мелководьем отрывное обтекание кормовой оконечности, которое не только приводит к увеличению сопротивления, но и существенно снижает эффективность рулей, если они установлены в ДП судна, где толщина области отрыва может достигать значения, сопоставимого с половиной осадки.

Сопротивление судов внутреннего и смешанного плавания на глубокой воде и в условиях мелководья наиболее достоверно может быть определено посредством буксировочных модельных испытаний в опытовом бассейне. Однако для решения многих практических задач, особенно на ранних стадиях проектирования судов, важное значение имеют приближенные методы определения их сопротивления.

К сожалению, серьезных серийных испытаний моделей судов внутреннего и смешанного плавания на глубокой воде практически не проводилось, а использованные для этих судов диаграммы, разработанные применительно к морским транспортным судам, может приводить к значительным ошибкам; то же относится и к графикам коэффициентов влияния изменения соотношений главных размерений и элементов теоретического чертежа.

В этих условиях для приближенного определения сопротивления большегрузных судов внутреннего и смешанного плавания на глубокой воде производят пересчет буксировочной мощности судна-прототипа в предположении, что при равных F_r адмиралтейские коэффициенты буксировочной мощности проектируемого судна и судна-прототипа одинаковы:

$$P_{Ei} = P_{Eп} \left(\frac{D_i}{D_{п}} \right)^{2/3} \left(\frac{L_i}{L_{п}} \right)^{3/2}, \quad (IX.1)$$

где P_{Ei} , D_i , L_i — буксировочная мощность при некотором F_r , водоизмещение и длина по ватерлинии проектируемого судна соответственно; $P_{Eп}$, $D_{п}$, $L_{п}$ — те же величины (при том же числе F_r) судна-прототипа.

Проверка показала, что если судно-прототип и проектируемое судно имеют одинаковые обводы и близкие значения коэффициента общей полноты, то даже при существенной

разнице в размерах судов погрешность пересчета буксировочной мощности по формуле (IX.1), как правило, не превышает 5-7%. При значительных различиях в обводах и полноте корпуса эта погрешность может достигать 10-12%.

Вследствие унификации рассматриваемых судов (стандартные ширина и осадка, традиционные формы оконечностей) корпус вновь проектируемого судна нередко может отличаться от корпуса судна предшествующего проекта только длиной, измененной за счет цилиндрической вставки. В таких случаях зависимость сопротивления судна от его длины для условий глубокой воды аппроксимируется соотношением

$$R \cdot R_0 = k_L L_i^3 L_0, \quad (IX.2)$$

где R — сопротивление судна длиной по ватерлинии L_i при скорости $v_i = v_0$; R_0 — сопротивление судна длиной по ватерлинии L_0 при скорости v_0 ; k_L — коэффициент пропорциональности. Как показали результаты модельных исследований при различных формах обводов, значения коэффициента k_L для большегрузных судов внутреннего и смешанного плавания в диапазоне $6 \leq L/B \leq 10$ и скоростей $16 \leq v \leq 21$ км/ч близки к единице ($0,94 \leq k_L \leq 1,07$). Поэтому для приближенных расчетов при $v = \text{const}$ можно пользоваться формулой

$$R = R_0 L_i^3 / L_0, \quad (IX.3)$$

если корпус проектируемого судна отличается от прототипа только длиной по ватерлинии при одинаковых ширине, осадке и формах носового и кормового заострений.

§ 34. ПРАКТИЧЕСКИЙ УЧЕТ ВЛИЯНИЯ МЕЛКОВОДЬЯ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ СУДОВ ВНУТРЕННЕГО И СМЕШАННОГО ПЛАВАНИЯ

Во многих случаях при приближенных расчетах и сравнительных оценках ходкости необходимо определять сопротивление судов не только на глубокой воде, но и в условиях мелководья. Метод пересчета коэффициента остаточного сопротивления с условий глубокой воды на мелководье разработан Е. Ф. Сахино на основе результатов систематических испытаний моделей со следующими формами обводов:

Носовая оконечность
«Глубокая ложка»
Бульдобобразная
Цилиндрическая

Кормовая оконечность
Ложкообразная
Санеобразная
Эллиптическая

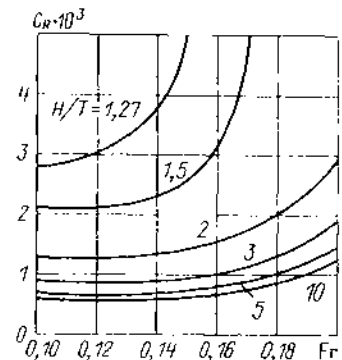


Рис. IX.5. Зависимость коэффициента остаточного сопротивления модели большегрузного судна смешанного плавания с носовыми и кормовыми обводами ложкообразной формы от глубины воды.

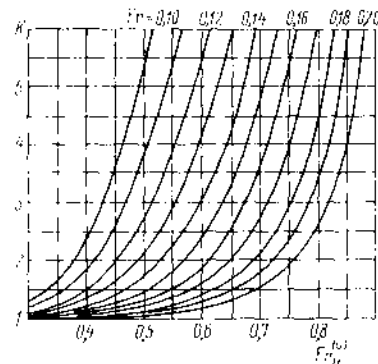


Рис. IX.6. Диаграмма $K = f(F_r, Fr_H^0)$ для судов с носовыми обводами типа «глубокая ложка» и ложкообразными кормовыми обводами.

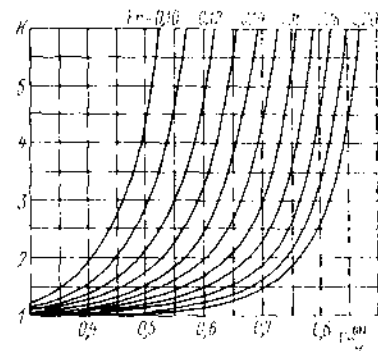


Рис. IX.7. Диаграмма $K = f(F_r, Fr_H^0)$ для судов с носовыми обводами типа «глубокая ложка» и санеобразными кормовыми обводами.

Типичные для этих обводов теоретические чертежи представлены на рис. IX.1—IX.3. Различные комбинации таких форм оконечностей соответствовали 9 сериям моделей. В каждой серии при неизменных обводах носового и кормового заострений варьировались отношение L/B ($6,8 \leq L/B \leq 11,9$) и коэффициент общей полноты ($0,76 \leq \delta \leq 0,89$). Базовая модель каждой серии имела следующие относительные размеры: $L/B = 8,5$; $B/T = 3,7$. Вес модели испытывались при значениях глубины воды $1,25 \leq H/T \leq 10$. В результате испытаний были получены графики зависимости коэффициента остаточного сопротивления C_R от F_r , один из которых приведен на рис. IX.5. Затем были определены значения коэффициента увеличения остаточного сопротивления по формуле

$$K = C_{RH} / C_{R\infty} \quad (IX.4)$$

(C_{RH} — коэффициент остаточного сопротивления модели на мелководье при глубине воды H и $F_r = v/\sqrt{gL}$; $C_{R\infty}$ — коэффициент остаточного сопротивления той же модели на глубокой воде при том же F_r) и построены диаграммы в осях K и $F_r H$, на которых дискретным F_r соответствуют свои кривые $K = f(F_r H)$.

Серия диаграмм, соответствующих базовому значению $(L/B)_0 = 8,5$, выделена в качестве основных и представлена на рис. IX.6—IX.14. Для учета отклонений отношения $(L/B)_i$ от базового $(L/B)_0$ введена поправка

$$\beta_1 (L/B) = Fr_H^0 / Fr_H^{(i)}, \quad (IX.5)$$

где $Fr_H^{(0)} = v_0 / \sqrt{gH_0}$ — эквивалентное число Фруда для однотипного по обводам судна с базовым отношением $(L/B)_0$, которому при $Fr^{(0)} = Fr^{(i)}$ соответствует такое же значение коэффициента увеличения остаточного сопротивления $K_0 = K_i$;

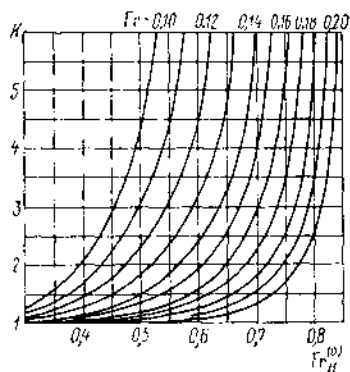


Рис. IX.8. Диаграмма $K = f(Fr, Fr_H^{(0)})$ для судов с носовыми обводами типа «глубокая ложка» и эллиптическими кормовыми обводами.

Рис. IX.9. Диаграмма $K = f_i(Fr, Fr_H^{(0)})$ для судов с бульбообразными носовыми и ложкообразными кормовыми обводами.

$Fr_H^{(i)} = v_i / \sqrt{gH_i}$ — число Фруда судна произвольной относительной длины $(L/B)_i$, которой соответствует коэффициент увеличения остаточного сопротивления K_i . Значения поправок β_1 для различных обводов представлены в функции от L/B на рис. IX.15.

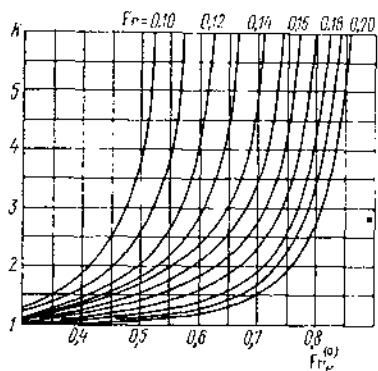


Рис. IX.10. Диаграмма $K = f(Fr, Fr_H^{(0)})$ для судов с бульбообразными носовыми и санеобразными кормовыми обводами.

Рис. IX.11. Диаграмма $K = f(Fr, Fr_H^{(0)})$ для судов с бульбообразными носовыми и эллиптическими кормовыми обводами.

Диаграммы $K = f(Fr, Fr_H)$ и графики кривых $\beta_1 = f(L/B)$ позволяют пересчитывать значения коэффициента остаточного сопротивления большегрузных судов с произвольным отношением L/B с глубокой воды на мелководье. Практически это делают по следующей схеме.

Заданы размерения судна, типы его носовых и кормовых обводов, значение коэффициента остаточного сопротивления $C_{R\infty}$ на глубокой воде при некотором числе Fr . Требуется определить значение коэффициента остаточного сопротивле-

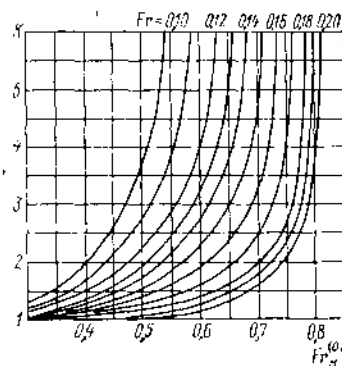


Рис. IX.12. Диаграмма $K = f(Fr, Fr_H^{(0)})$ для судов с цилиндрическими носовыми и ложкообразными кормовыми обводами.

Рис. IX.13. Диаграмма $K = f(Fr, Fr_H^{(0)})$ для судов с цилиндрическими носовыми и санеобразными кормовыми обводами.

ния C_{RH} при том же числе Fr и глубине воды H , которым соответствует число Фруда по глубине Fr_H .

Если отношение L/B судна отличается от базового, равного 8,5, то по кривой $\beta_1 = f(L/B)$, соответствующей данному типу обводов (см. рис. IX.15), определяют поправку β_1 , после чего по формуле

$$Fr_H^{(0)} = \beta_1 Fr_H \quad (IX.6)$$

находят эквивалентное, т. е. приведенное к базовому L/B , значение числа Фруда по глубине. Затем по диаграмме $K = f(Fr, Fr_H^{(0)})$ для данного типа обводов (см. рис. IX.6—IX.14) определяют коэффициент увеличения остаточного сопротивления K и по формуле

$$C_{RH} = KC_{R\infty} \quad (IX.7)$$

вычисляют значение коэффициента остаточного сопротивления судна на мелководье.

Если отношение L/B судна равно базовому ($L/B = 8,5$), то $\beta_1 = 1$, тогда $Fr_H^{(0)} = Fr_H$ и операции упрощаются.

Эта методика позволяет с помощью тех же диаграмм $K = f(Fr, Fr_H^{(0)})$ и графиков $\beta_1 = f(L/B)$ пересчитывать коэффициент остаточного сопротивления судна с условий мелководья на условия глубокой воды. В этом случае исходным является значение C_{RH} , а искомое значение $C_{R\infty}$ находят по формуле.

$$C_{R\infty} = C_{RH}/K. \quad (IX.8)$$

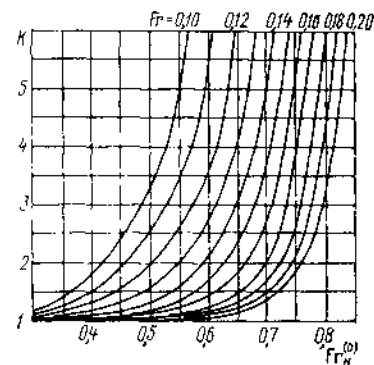


Рис. IX.14. Диаграмма $K = f(Fr, Fr_H^{(0)})$ для судов с цилиндрическими носовыми и эллиптическими кормовыми обводами.

толкача за составом улучшает обтекание кормовой оконечности концевой (последнего в составе) судна и тем самым снижает коэффициент счала, т. е. при прочих равных условиях $k_{сч}$ толкаемых составов всегда меньше, чем буксируемых. Поэтому для толкания состава требуется меньшая мощность, чем для его буксировки на тресе. Влияние мелководья, как показывают данные модельных испытаний, приводит обычно к некоторому уменьшению $k_{сч}$. Это связано в основном с тем, что стимулируемый мелководьем отрыв пограничного слоя, возникающий в кормовой оконечности одиночных судов, в составе проявляется слабее.

К настоящему времени опубликовано много данных о коэффициентах счала [5, 9, 47]. Однако их значения у различных авторов не всегда одинаковы, что связано как с погрешностями эксперимента, так и с влиянием формы обводов судов, зазоров в составе, скорости движения, глубины воды. Вследствие этих причин имеют место существенные расхождения (до 25 %) в значениях $k_{сч}$ для одинаковых составов.

Большинство опубликованных значений коэффициента счала ограничены следующими пределами:

Толкаемые составы Формула состава	$k_{сч}$	Буксируемые составы Формула состава	$k_{сч}$
1+Т	0,85—0,95	1	1,00
1+1+Т	0,75—0,88	1+1	0,78—0,90
1+1+1+Т	0,67—0,82	1+1+1	0,75—0,85
2+Т	0,84—0,94	2	0,95—1,10
2+2+Т	0,74—0,85	2+2	0,80—0,96
2+2+2+Т	0,64—0,80	2+2+2	0,70—0,87
3+Т	0,75—0,95	3	1,05—1,18
3+3+Т	0,65—0,75	3+3	0,70—0,96

Примечание. Цифры в формуле состава означают количество судов в составе, буква Т — наличие толкача.

Более надежно сопротивление состава может быть определено посредством модельных испытаний в опытовом бассейне при условии, что длина моделей судов $L_M > 5$ м, а поперечное сечение бассейна достаточно велико. Однако даже в этом случае точность прогноза сопротивления состава ниже, чем точность аналогичного прогноза для одиночных судов.

Если в опытовом бассейне испытана модель состава, а также одиночные модели входящих в него судов, то по этим данным нетрудно определить $k_{сч}$. Однако при переходе к натурному составу может быть допущена ошибка вследствие масштабного эффекта. Теоретические оценки, основанные на предположении, что коэффициент счала имеет вязкостную природу и изменяется в зависимости от числа Re аффинно коэффициенту полного сопротивления, показали [5], что при масштабе модели 1 : 65 коэффициент счала при переходе от модели к натурному составу может уменьшаться примерно на 8 %. По другим данным, полученным при испытаниях моделей одиночных барж и состава 1 + 1 + Т, выполненных в масштабе 1 : 10, оказалось, что использование $k_{сч}$, полученного для этих моделей, без каких-либо поправок на масштабный эффект завышает сопротивление натурального состава на 2—3 % по сравнению с пересчетом по методике, которая изложена ниже.

Эта методика, применяемая для обработки результатов модельных буксировочных испытаний кильватерных составов и их пересчета на натурные составы, представляет модификацию традиционного метода разделения полного сопротивления судна на остаточное сопротивление и сопротивление трения эквивалентной гладкой пластины. Трение эквивалентной пластины для каждого судна, входящего в состав, определяют по формуле (II.4), как для одиночного судна, движущегося со скоростью состава, а влияние сдутой струи от идущих впереди судов учитывают путем умножения коэффициента трения на поправочные множители $k_i \leq 1$, значения которых определяют расчетом пограничного слоя на пластинах, расположенных в кильватер одна за другой с зазорами, равными зазорам между судами в составе. В практических расчетах рекомендуется и для моделей, и для натуральных составов принимать следующие осредненные значения k_i (i — порядковый номер судна в составе, считая от носа):

i	1	2	3	4
k_i	1,00	0,94	0,92	0,90

Согласно такой методике обработку результатов модельных испытаний кильватерных составов и их пересчет на натуру производят по следующей схеме.

Коэффициент полного сопротивления модели состава рассчитывают по результатам модельного эксперимента:

$$C_{M.c} = \frac{R_{M.c}}{\frac{\rho}{2} v_M^2 \sum \Omega_{Mi}}, \quad (IX.10)$$

где $R_{M.c}$ — сопротивление модели состава; v_M — скорость движения модели состава; $\sum \Omega_{Mi}$ — суммарная площадь смоченной поверхности всех моделей судов в составе.

Коэффициент сопротивления трения модели состава находят осреднением коэффициентов сопротивления трения моделей, входящих в состав:

$$C_{F_{M.c}} = \frac{\sum k_i C_{F_{0Mi}} \Omega_{Mi}}{\sum \Omega_{Mi}}, \quad (IX.11)$$

где $C_{F_{0Mi}}$ — коэффициент трения эквивалентной пластины для одиночной модели судна, определяемый по формуле (II.4).

Коэффициент остаточного сопротивления модели состава $C_{R_{M.c}}$ и равный ему коэффициент остаточного сопротивления натурального состава $C_{R_{н.с}}$ при $F_{гM} = F_{гн}$ ($F_{гM}$ — число Фруда модели, $F_{гн}$ — число Фруда натурального состава) вычисляют как разность:

$$C_{R_{M.c}} = C_{R_{н.с}} - C_{M.c} - C_{F_{0M.c}}, \quad (IX.12)$$

Коэффициент сопротивления трения натурального состава определяют путем осреднения коэффициентов сопротивления трения входящих в состав судов:

$$C_{F_{0н.с}} = \frac{\sum k_i (C_{F_{0ni}} + C_{Ai}) \Omega_{ni}}{\sum \Omega_{ni}}, \quad (IX.13)$$

где $C_{F_{0ni}} = f(Re)$ — коэффициент трения эквивалентной пластины для каждого одиночного судна; C_{Ai} — корреляционная надбавка, учитывающая погрешности моделирования, а также влияние шероховатости обшивки, принимаемая для стальных барж равной $(0,8 \div 1,0) \cdot 10^{-2}$, а для толкачей и буксиров $(0,6 \div 0,8) \cdot 10^{-2}$; Ω_{ni} — площадь смоченной поверхности каждого судна в составе.

Коэффициент полного сопротивления натурального состава равен

$$C_c = C_{R_{н.с}} + C_{F_{0н.с}}, \quad (IX.14)$$

а его сопротивление

$$R_r = C_c \frac{\rho}{2} v^2 \sum \Omega_{ни}. \quad (IX.15)$$

При модельных испытаниях кильватерного секционного состава, если зазоры между транцами секций отсутствуют, его следует считать монолитным судном, а при наличии толкача рассматривать состав, сформированный из этого монолитного судна и толкача.

УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Базилевский Ю. С., Короткий А. И., Николаенков В. Н. и др. Визуализация потока и явление отрыва перед цилиндром, расположенным в пограничном слое пластины. — Труды НТО Судпрома, 1980, вып. 313, с. 14—19.
2. Базилевский Ю. С. и др. Механизм формирования вязкостного потока и сопротивления современных транспортных судов. — Труды ЦНИИ им. акад. А. Н. Крылова, 1975, с. 12—28.
3. Базилевский Ю. С., Пустошный А. Ф. Применение пассивных устройств для управления отрывом турбулентного пограничного слоя. — Труды НТО Судпрома. Л., Судостроение, 1969, вып. 127, с. 99—105.

4. **Бабенко В. В.** Воздействие эластичной границы на пограничный слой. — ДАН УССР, 1983, сер. А, № 1, с. 46—49.
5. **Басин А. М.** Ходкость и управляемость судов. М., Транспорт, 1977.
6. **Басин А. М., Анфимов В. Н.** Гидродинамика судна. Л., Речной транспорт, 1961.
7. **Басин А. М.** и др. Гидродинамика судов на мелководье. Л., Судостроение, 1976.
8. **Басин А. М.** и др. Управление пограничным слоем судна. Л., Судостроение, 1968.
9. **Богданов В. В.** и др. Проектирование толкаемых составов и составных судов. Л., Судостроение, 1981.
10. **Ван-Ламмерен** и др. Сопротивление, пропульсивные качества и управляемость судов. Л., Судпромгиз, 1957.
11. **Войтхунский Я. И.** Сопротивление воды движению судов. Л., Судостроение, 1964.
12. **Войтхунский Я. И.** и др. Справочник по теории корабля. Л., Судпромгиз, 1960.
13. **Гирс И. В.** Расчет остаточного сопротивления корабля при помощи коэффициентов влияния. — Судостроение, 1957, № 3, с. 1—5.
14. **Горин А. Л., Пустошный А. Ф.** Влияние формы носовых обводов на течение в пограничном слое морских транспортных судов. — В сб.: Гидродинамика транспортных судов. ЦНИИ им. акад. А. Н. Крылова, 1980, с. 51—68.
15. **Горлин С. М., Слезингер И. И.** Аэродинамические измерения. Методы и приборы. М., Наука, 1961.
16. **Дубенский Л. Н., Пустошный А. Ф.** Экспериментальное определение составляющей сопротивления судна, обусловленной образованием скрученных вихрей. — Труды НТО Судпрома, Л., Судостроение, 1978, вып. 280, с. 18—27.
17. **Дубровин О. В.** К вопросу об определении буксировочной мощности по прототипу для судов с малым удлинением и малым коэффициентом полноты водонамещения. — Труды ЛКИ, 1954, вып. XIV, с. 83—89.
18. **Душина Л. Н., Каневский Г. И., Штумпф В. М.** и др. Влияние шероховатости наружной обшивки корпуса на сопротивление транспортных судов. — В сб.: Гидродинамика транспортных судов. ЦНИИ им. акад. А. Н. Крылова, 1981, с. 53—61.
19. **Ерошин В. А.** Влияние относительных параметров формы корпуса на сопротивление среднетоннажных промышленных судов. — В сб.: Вопросы судостроения, 1972, вып. 1, с. 5—12.
20. **Ерошин В. А.** Исследования характеристик ходкости малых промышленных судов. — В сб.: Вопросы судостроения, 1975, вып. 8, с. 29—37.
21. **Желтухин И. Д.** Полуэмпирическая теория турбулентного движения слабых растворов полимеров. — Тезисы докладов 90-х Крымских чтений. Л., Судостроение, 1971.
22. **Кацман Ф. М.** и др. Пропульсивные качества морских судов. Л., Судостроение, 1972.
23. **Лебедев Э. П., Першич Р. Я., Русецкий А. А.** и др. Средства активного управления судами. Л., Судостроение, 1969.
24. **Линис В. Б.** Гидродинамика гребного винта при качке судна. Л., Судостроение, 1975.
25. **Линис В. Б.** Расчет дополнительного сопротивления движению судна на нерегулярном волнении. — Труды ЦНИИМФ. Л., Транспорт, 1977, вып. 221, с. 43—61.
26. **Михайлова В. Н., Ткачук Г. Н.** Влияние шероховатости корпуса судна на сопротивление воды. Л., Судостроение, 1971.
27. **Многокрупные суда** /Под ред. Дубровского В. А. Л., Судостроение, 1978.
28. **Ногад Л. М.** Проектирование формы судна и построение теоретического чертежа. Л., Судпромгиз, 1962.
29. **Определение пропульсивных качеств судов по данным модельных испытаний.** — Мировое судостроение и флот, 1965, № 5, 6.
30. **Орлов О. П.** Определение вязкостного сопротивления моделей надводных водоизмещающих судов в опытовом бассейне. — В сб.: Гидродинамика транспортных судов. ЦНИИ им. акад. А. Н. Крылова, 1971, с. 41—57.
31. **Орлов О. П., Пустошный А. Ф.** Экспериментальное исследование вязкостного сопротивления морских транспортных судов. Экспериментальная гидромеханика судна. — Труды НТО Судпрома, 1973, вып. 193, с. 36—16.
32. **Орлов О. П.** и др. Определение волнового сопротивления по данным измерения волн за моделью судна. — В сб.: Гидродинамика транспортных судов. ЦНИИ им. акад. А. Н. Крылова, 1971, с. 36—43.
33. **Павленко Г. Е.** Сопротивление воды движению судов. М., Морской транспорт, 1956.
34. **Пашин В. М., Мизин И. О.** Согласованная оптимизация формы корпуса и основных элементов судна. — В сб.: Гидромеханика транспортных судов. ЦНИИ им. акад. А. Н. Крылова, 1981, с. 27—44.
35. **Проблемы прикладной гидромеханики судна** /Под ред. И. А. Титова. Л., Судостроение, 1975.
36. **Пустошный А. Ф.** Исследование характеристик пограничного слоя и местных сил трения на моделях судов в условиях искусственного турбулентного потока. — Труды НТО Судпрома, Л., Судпромгиз, 1963, вып. 46, с. 91—111.
37. **Пустошный А. Ф.** Анализ некоторых масштабных серий. Гидромеханика судна. — Труды НТО Судпрома, Л., Судпромгиз, 1963, вып. 46, с. 62—90.
38. **Сахно Е. Ф.** Характеристики обтекания и взаимодействия корпуса с движителями судов внутреннего и смешанного плавания в условиях мелководья. — В сб.: Гидродинамика транспортных судов. ЦНИИ им. акад. А. Н. Крылова, 1980, с. 14—23.
39. **Сахно Е. Ф.** Специфика обтекания корпуса судна и его сопротивления на мелководье. — В сб.: Доклады конференции «Поведение судов в ограниченном фарватере», т. 1, Варна, 1982.
40. **Сахно Е. Ф.** Об одной особенности сопротивления воды движению многолонжеронных составов. — В сб.: Доклады конференции «Мореходные качества судов и плавучих технических сооружений», т. 2, Варна, 1983.
41. **Седов Л. И.** и др. О расчетах турбулентных пограничных слоев с малыми добавками полимеров. — В сб.: Турбулентные течения. М., Наука, 1974, с. 205—219.
42. **Сморodin А. И., Шлякина Е. Ю.** Экспериментально-теоретические методы определения волнового сопротивления судна. — В сб.: Гидродинамика транспортных судов. ЦНИИ им. акад. А. Н. Крылова, 1981, с. 148—160.
43. **Сретенский Л. Н.** Теоретическое исследование о волновом сопротивлении. — Труды ЦАГИ, 1937, вып. 319.
44. **Сретенский Л. Н.** О волновом сопротивлении корабля при неустановившемся движении. — Труды ЦАГИ, 1937, вып. 301.
45. **Сретенский Л. Н.** К теории волнового сопротивления. — Труды ЦАГИ, 1939, вып. 458.
46. **Турбал В. К.** и др. Проектирование обводов и движителей морских транспортных судов. Л., Судостроение, 1983.
47. **Фоминский Л. И.** Методика тяговых расчетов при обосновании судов речного флота. — Труды ЦНИИЭВТ, М., Транспорт, 1972, вып. 86.
48. **Хаскинд М. Д.** Теория сопротивления при движении судна на волнении. — Изв. АН СССР, 1959, № 2, с. 46—56.
49. **Хаскинд М. Д.** Гидродинамическая теория качки корабля. М., Наука, 1973.
50. **Хоренко В. И.** Автоматизация расчетов ходкости на основе математических моделей. Л., Судостроение, 1977.
51. **Хохлов П. М.** Учет воздействия волнения на судно. — В сб.: Судовождение, ЦБНТИ ММФ. М., 1969, вып. 6(31), с. 9—51.
52. **Чжен П.** Отрывные течения, т. 1—3. М., Мир, 1972.
53. **Шанчуров П. Н.** и др. Управление судами и составами. М., Транспорт, 1971.
54. **Шифрин Л. С.** Моделирование на ЭВМ дополнительного сопротивления судна в условиях морского волнения. — Судостроение, 1975, № 1, с. 13—18.
55. **Achenbach E.** Experiment on the Flow Past Spheres at Very High Reynolds Numbers. — J. Fluid Mech., 1972, vol. 54, part 3, p. 565—575.
56. **Aertssen G.** Service Performance and Trials at Sea Report of 12th ITTC. — Performance Committee, Rome, 1969.
57. **Canham H.** Resistance, Propulsion and Wake Tests with HMS «Penelope». — TRINA, 1975, N 117, p. 61—84.
58. **Eckert E., Sharma S.** Bugwulste für langsame, völlige Schiffe. — Schiff und Hafen. — Jahrgang 22, December 1970, Heft 12.
59. **Eggers K., Sharma S., Ward L.** An Assessment of Some Experimental Methods for Determining the Wavemaking Characteristics of Ship Form. — TSNAME, 1967, p. 112—157.
60. **Fukase T.** The Effects of Seiche on the Tank Tests. — Proceedings of the ITTC, Ottawa, 1975, p. 145—153.
61. **Gerritsma J., Bekelman W.** Analysis of the Resistance Increase in Waves of a fast cargo ship. — Int. Shipbuilding Progress, 1972, vol. 19, N 217, p. 285—293.
62. **Gross A., Watanabe K.** Form Factor. — Proceedings of the 13th ITTC, Berlin — Hamburg, 1972, vol. 1, p. 241—283.
63. **Guldhammer N., Harvald S.** Ship Resistance. Effect of Form and Principal Dimensions. Akademisk Forlag, Copenhagen, 1970.
64. **Hoerner S.** Fluid Dynamic Drag. — Published by author, 1965.
65. **Hosoda R.** The Added Resistance of Ships in regular oblique Waves. — Journal of SNAJ, 1974, vol. 12, p. 1—20.
66. **Isherwood R.** Wind Resistance of Merchant Ships. — TRINA, 1973, vol. 115, p. 327—335.
67. **Keller W.** Extended Diagrams for Determining the Resistance and Required Power for Single-screw Ships. — Int. Shipbuilding Progress, 1973, vol. 20, N 225, p. 133—142.
68. **Lackenby H.** The Effect of Shallow Water on Ship Speed. — The Shipbuilder and Marine Engineer, September 1963, p. 13—19.
69. **Lackenby H., Parker M.** The BSRA Methodical Series, Variation of Resistance with Breadth-draught Ratio and Length-displacement Ratio. — TRINA, 1966, vol. 108, N 4, p. 363—388.
70. **Landweber L.** Effect of Tank Walls on Ship-Model Resistance. Report of the Resistance Committee, Appendix 6. — Proceedings of the 14th ITTC, Ottawa, 1975, vol. 3, p. 62—91.
71. **Lap A.** Ship Resistance in Shallow and Restricted Water. Report of Resistance Committee, Appendix 5. — Proceedings of the 13th ITTC, Berlin — Hamburg, 1972, p. 95—123.
72. **Larsson L.** Experimental Investigation of the Three-Dimensional Turbulent Boundary Layer on a Ship Model. — Swedish Maritime Research Centre (SSPA), 1976, N 76, p. 1—15.
73. **Maruo H.** Resistance in waves Research on seakeeping qualities of Ships in Japan, ch. 5. — SNAJ, 1963, vol. 8, p. 67—102.
74. **Miyamoto M.** On the approximate Calculation of Thrust Increase in irregular head waves. — JKSNA, Japan, 1972, N 145, p. 62—74.
75. **Moor D., Munday D.** Motions and Propulsion of single screw Models in head seas. — TRINA, 1968, vol. 110, N 4, p. 403—446; 1970, vol. 112, N 2, p. 121—154.
76. **Moor D. et al.** The BSRA Methodical Series, Geometry of Forms and Variations of Resistance with Block Coefficient and Longitudinal Centre of Buoyancy. — TRINA, 1961, vol. 103, N 4, p. 329—419.
77. **Newman J. N.** A Linearised Theory for the motion of Thin Ship in Regular Waves. — Journal of Ship Research, 1961, vol. 5, N 1, p. 34—55.
78. **Ohkusu M.** Added Resistance in Waves in the light of unsteady Wave Pattern analysis. — 13th Symposium on Naval Hydrodyn., Oct. 6—10, 1980, vol. 2, p. IV3.1—IV3.12.
79. **Okuno T.** Distribution of Wall Shear Stress and Cross-Flow in Three-Dimensional Boundary Layer on Ship Hull. — SNAJ, 1976, vol. 139, p. 1—12.
80. **Prischemihin J., Pooostoshnyi A.** Investigation of Turbulence Stimulation in the Boundary Layer of Ship Models, Tested in Towing Tank. — Proceedings of the 9th ITTC, Paris, 1960, p. 170—187.
81. **Proceedings of the Workshop on Ship Wave-Resistance Computations.** David W. Taylor Naval Ship Research and Development Center, USA, 1979, vol. 1—2.
82. **Report of Performance Committee.** — Proceedings of the 15th ITTC, Hague, 1978.
83. **Report of Resistance Committee.** — Proceedings of the 13th ITTC, Berlin—Hamburg, 1972, p. 115—140.

84. Roshko A. Experiment on the Flow Past a Circular Cylinder at Very High Reynolds Number. — J. Fluid Mech., 1961, vol. 10, N 3, p. 345—356.
85. Salvesen N., Tuck E., Faltinsen O. Ship Motions and Sea loads. — TSNAME, 1970, vol. 78, N 4, p. 250—286.
86. Sasajima H., Tanaka J., Suzuki T., Ogino S. On Stern Flow Field of Full Ship Forms and Induced Drag due to Bilge Vortices. — SNAJ, 1970, vol. 128, p. 43—52.
87. Scott I. R. A Shallow Water Speed Corrector. Quarterly Transactions of the Royal Institution of Naval Architects, October 1966, vol. 108, N 4, p. 431—440.
88. Scott I. R. On Blockage Corrector and Extrapolation to Smooth Ship Resistance. — TSNAME, 1970, vol. 78, N 4, p. 288—389.
89. Schlichting O. Schiffswiderstand auf Beschränkter Wassertiefe. Widerstand von Seeschiffen auf flachen Wasser. Jahrbuch STG, 1934, Bd. 35, p. 127—148.
90. Sharma S. Zur Problematik der Aufteilung des Schiffswiderstandes in Zähigkeits und wellenbedingte Anteile. Jahrbuch STG, 1965, Bd. 59, p. 458—508.
91. Strom-Tejzen J., Yeh H., Moran D. Added Resistance in Waves. — TSNAME, 1973, vol. 81, p. 109—138.
92. Stumpf V., Poostoshniy A., Bazilevsky Y. A Study of Hull Form Effect on the Resistance of Large Tankers. — RINA, London, 1969, p. 11—19.
93. Surface Roughness. — Int. Symposium on Ship Viscous Resistance, SSPA, Göteborg, 1978, p. 91—1120.
94. Tagori T. A Study of the Turbulence stimulation Device in the Model Experiment on Ship Form. — Proceedings of the 10th ITTC, 1963, p. 17.
95. Taniguchi K., Watanabe K., Tamura K. On a New Method of Designing Hull Form of Large Full Ship, based on the Separability Principle of Ship Form. — The Society of Naval Architects of Japan, 1966, N 120, p. 137—146.
96. Tatineaux J. Experimental Investigation of the Drag Induced by Bilge Vortices. — Schiffstechnik, 1970, vol. 17, p. 37—44.
97. Todd F. et al. Series «60». — TSNAME, 1953, vol. 61, p. 516—589; 1956, vol. 64, p. 61—68; 1957, vol. 65, p. 445—589.
98. Vassilopoulos L. The application of Statistical Theory of nonlinear Systems to Ship Motion Performance in random Seas. — Int. Shipbuilding Progress, 1967, vol. 14, N 150, p. 54—65.
99. Williams A. Some Recent Trends in Hull Forms for Merchant Ships. — SSPA, Göteborg, 1978, N 80.
100. Yokoo K. et al. Design Charts for the Propulsive Performances of High Speed Cargo Liners. — The 45th Research Committee. The Shipbuilding Research Association of Japan, 1964; 1966.
101. Yokoo K. et al. Investigation into the Propulsive Performance of Super Tankers with Bulbous Bow. — Report of Ship Research Institute, 1967, vol. 4, N 5, p. 1—31; 1969, vol. 6, N 2, p. 1—34.

ОСНОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ И СИСТЕМЫ КООРДИНАТ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ПРИ ОПИСАНИИ СУДОВЫХ ДВИЖИТЕЛЕЙ

Безразмерные величины обозначаются прямой чертой сверху. При переходе к безразмерным величинам линейные величины относят к R ($r = r/R$, $b = b/R$ и т. д.); скорости — к v ($\bar{v}_x = v_x/v$, $\bar{\omega}_x = \omega_x/v$); интенсивность вихревого слоя — к v ($\bar{\gamma} = \gamma/v$); циркуляцию скорости — к vR ($\bar{\Gamma} = \Gamma/vR$); давления — к $\rho v^2/2$ ($\bar{p} = 2p/\rho v^2$); силы к $\rho n^2 D^4$ ($\bar{F}_x = F_x/\rho n^2 D^4$); моменты — к $\rho n^2 D^5$ ($\bar{M}_x = M_x/\rho n^2 D^5$); мощности — к $\rho n^3 D^5$ ($\bar{P}_D = P_D/\rho n^3 D^5$).

Линейные величины, связанные с сечением на данном радиусе, можно относить к половине хорды. Такие безразмерные величины обозначаются волнистой чертой сверху ($\bar{\xi} = 2\xi/b$, $\bar{z}_S = 2z_S/b$ и т. д.). Далее приводится перечень основных условных обозначений, применяемых в третьем разделе справочника.

Геометрия гребного винта

- A_0 — площадь диска гребного винта.
- A_E — площадь спрямленной поверхности лопастей.
- A_S — площадь цилиндрического сечения лопасти.
- b — ширина спрямленного контура лопасти, длина хорды профиля сечения лопасти.
- c_S — отстояние середины хорды профиля сечения от осевой линии ($c_S > 0$, если середина хорды смещена от плоскости (x, y) в положительном направлении оси ξ).
- D, R — диаметр, радиус гребного винта.
- d_H, r_H — диаметр, радиус ступицы.
- e — наибольшая толщина сечения лопасти.
- f_M — наибольшая стрелка прогиба средней линии профиля сечения лопасти.
- h_0 — глубина погружения оси гребного винта под свободную поверхность.
- P — шаг сечения лопасти (шаг винтовой координаты).
- X_P, Y_P, Z_P — координаты центра диска гребного винта в системе координат A .
- x_R — смещение вдоль оси гребного винта сечений лопасти, или характеристика откидки лопасти, абсцисса точки пересечения координаты ξ с плоскостью (x, y) .
- x_S — смещение вдоль оси гребного винта середины сечения лопасти (абсцисса середины хорды сечения в системе координат E).
- Z — число лопастей гребного винта.
- Z_0 — количество гребных валов.
- δ — относительная толщина профиля сечения лопасти, $\delta = e/b$.
- δ_c — относительная величина стрелки прогиба средней линии профиля сечения лопасти (кривизна средней линии), $\delta_c = f_M/b$.
- η_c — ордината средней линии профиля (в системе координат F).
- η_T — местная толщина профиля (в системе координат F).

- η^+ — ордината засасывающей поверхности профиля (в системе координат F).
- η^- — ордината нагнетающей поверхности профиля (в системе координат F).
- θ_S — угол саблевидности лопасти (угловая координата середины хорды сечения в системе координат E).
- ρ_L, ρ_V — радиусы кривизны входящей и выходящей кромок.
- φ — шаговый угол сечения лопасти.
- φ_{SH}, ψ_{SH} — углы наклона вала в горизонтальной и вертикальной плоскостях.
- χ_R — угол наклона осевой линии лопасти. Измеряется от плоскости (y, z) . Положителен при наклоне лопасти в корму.
- χ_j — угловое смещение j -й лопасти, $\chi_j = 2\pi j/Z$, $j = 0, 1, \dots, Z-1$.

Скорости и циркуляции скорости

- i_T, i_Q — коэффициенты влияния неравномерности поля скоростей на упор и крутящий момент.
- J — относительная поступь гребного винта, $J = v_A/(nD)$.
- J_c — кажущаяся относительная поступь гребного винта, $J_c = v/(nD)$.
- n — частота вращения гребного винта.
- t — коэффициент засасывания, $t = 1 - R / \sum_{Z_P} T_H$.
- v, v_s — скорость судна, м/с, уз.
- v_A — поступательная скорость гребного винта.
- v_R — результирующая скорость потока (с учетом вызванных скоростей), патекающего на элемент лопасти.
- \vec{v} — вектор скорости внешнего потока в месте расположения гребного винта.
- \vec{w} — вектор скорости, вызванной винтом.
- W_T — коэффициент расчетного попутного потока.
- α или α_i — кромочный угол атаки профиля сечения лопасти.
- α_i — индуктивный угол атаки, $\alpha_i = \varphi - \alpha_0 - \beta_i$.
- α_0 — угол нулевой подъемной силы (угол между хордой и направлением нулевой подъемной силы).
- β — угол поступи сечения лопасти, $\beta = \arctg(\lambda_i/\bar{r})$.
- β_i — угол индуктивной поступи, $\beta_i = \arctg(\lambda_i/\bar{r})$.
- γ — интенсивность вихревого слоя, м/с.
- Γ — циркуляция скорости вокруг профиля цилиндрического сечения лопасти.
- λ_i — индуктивная поступь гребного винта, $\lambda_i = \bar{r}(v_A - w_{x_i})/(\Omega r - w_\theta)$.
- λ_i — относительная поступь гребного винта, $\lambda_i = J/\alpha$.
- σ_0 — число кавитации гребного винта, $\sigma_0 = 2(p_0 - p_v)/(\rho v^2)$.
- ψ — коэффициент номинального попутного потока за корпусом судна.
- ψ_i — коэффициент номинального попутного потока трения.
- ψ_H — коэффициент потенциального попутного потока корпуса.
- Ω — угловая скорость вращения гребного винта.

Динамические характеристики

- B — гидродинамическая характеристика сечения лопасти, $B = 0,55C_Y$.
- C_X — коэффициент сопротивления элемента лопасти, $C_X = 2X/(\rho v_A^2 b \cdot l)$.
- C_Y — коэффициент подъемной силы элемента лопасти, $C_Y = 2Y/(\rho v_A^2 b \cdot l)$.

- C_{PA} — коэффициент нагрузки гребного винта по мощности, $C_{PA} = 2P_{D_i}/(\rho v_A^3 A_0)$.
- C_{TA} — коэффициент нагрузки гребного винта по упору, $C_{TA} = 2T_i/(\rho v_A A_0)$.

- \vec{F} — вектор гидродинамических сил, действующих на лопасть гребного винта.
- K_{DE} — коэффициент нагрузки гребного винта по тяге, $K_{DE} = J_c/\sqrt{K_E} = vD/\sqrt{T_E/\rho}$.
- K_{DQ} — коэффициент нагрузки гребного винта по мощности, потребляемой им при постоянном диаметре, $K_{DQ} = \sqrt{\frac{75J^5}{2\pi K_Q}}$.

- K_{DT} — коэффициент нагрузки гребного винта по упору при постоянном диаметре, $K_{DT} = J/\sqrt{K_T} = Dv_A/\sqrt{T/\rho}$.
- K_E — коэффициент тяги гребного винта, $K_E = \bar{T}_E$.
- K_{NQ} — коэффициент нагрузки гребного винта по мощности, потребляемой им при постоянной частоте вращения, $K_{NQ} = \sqrt{\frac{75J^5}{2\pi K_Q}} = \frac{0,5233v_A}{\sqrt{n} \sqrt{P_{D_i}/(\rho v_A)}}$.

- K_{NT} — коэффициент нагрузки гребного винта по упору при постоянной частоте вращения, $K_{NT} = J/\sqrt{K_T} = v_A/(\sqrt{n} \sqrt{T/\rho})$.
- K_Q, K_{QH} — коэффициенты крутящего момента гребного винта в свободной воде и за корпусом судна, $K_Q = \bar{Q}$.
- K_T, K_{TH} — коэффициенты упора гребного винта в свободной воде и за корпусом судна, $K_T = \bar{T}$.
- \vec{M} — вектор момента гидродинамических сил, действующих на лопасть гребного винта.
- P_D — мощность, потребляемая гребным винтом, кВт, $P_D = \Omega Q \cdot 10^{-3}$.
- P_E — буксировочная мощность судна, кВт, $P_E = vR \cdot 10^{-3}$.
- P_S — мощность на выходном фланце двигателя или редуктора, кВт.
- p^+ — давление на засасывающей стороне лопасти.
- p^- — давление на нагнетающей стороне лопасти.
- p_0 — давление на оси гребного винта.
- Q, Q_H — крутящий момент гребного винта в свободной воде и за корпусом.
- R — полное буксировочное сопротивление судна.
- R_S — сила сопротивления элемента лопасти.
- T, T_H — упор гребного винта в свободной воде и за корпусом.
- T_E — тяга гребного винта. При установившемся движении $\sum_{Z_P} T_E = R$.

- ϵ — коэффициент обратного качества элемента лопасти, $\epsilon = C_X/C_Y$.
- η_0 — КПД гребного винта в свободной воде, $\eta_0 = (\lambda_i/2)(K_T/K_Q)$.
- η_D — пропульсивный коэффициент, $\eta_D = P_E/P_D = \eta_0 \eta_H \eta_Q$.
- η_H — коэффициент влияния корпуса, $\eta_H = (1-t)/(1-W_T)$.
- η_i — индуктивный КПД гребного винта.
- η_N — коэффициент механических потерь при передаче мощности на гребной винт.

В разделе используются следующие системы координат.

Система координат A: O, X, Y, Z (рис. 1). Правая прямоугольная корабельная система координат A связана с судном. Используется при определении размещения гребного винта относительно корпуса. Начало координат расположено в точке пересечения плоскостей мидель-шпангоута, конструктивной ватерлинии и диаметрали. Ось X лежит в диаметральной плоскости и направлена в нос. Ось Y лежит в плоскости конструктивной ватерлинии и направлена на правый борт. Ось Z лежит в плоскости мидель-шпангоута и направлена вниз.

Система координат B: O_0, x_0, y_0, z_0 (рис. 1, 2). Правая прямоугольная система координат B связана с судном. Используется при определении поля скоростей в диске гребного винта, а также для задания угла поворота лопасти. Начало координат

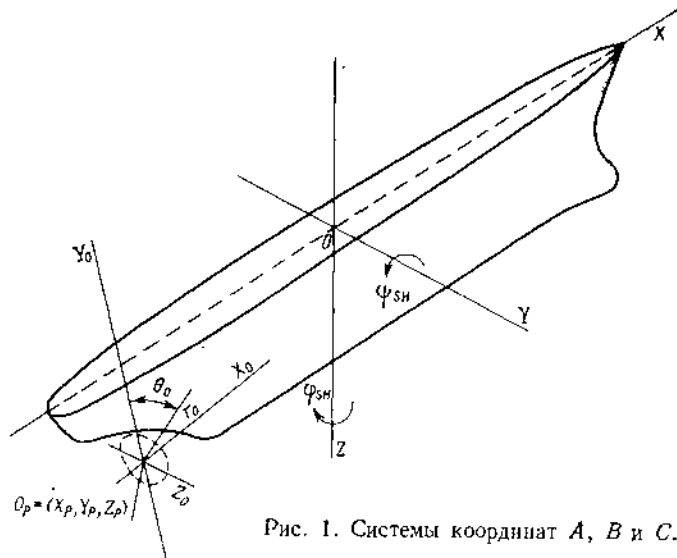


Рис. 1. Системы координат A, B и C.

системы B совпадает с началом координат системы D , используемой для определения геометрии гребного винта. Ось x_0 направлена вдоль оси гребного винта в нос судна (в сторону перемещения гребного винта при ходе судна вперед). Положение оси x_0 относительно системы A задается углами наклона линии вала φ_{SH} и ψ_{SH} . Угол φ_{SH} (долгота) определяет поворот относительно оси Z проекции оси x_0 на плоскость (X, Y) . Угол ψ_{SH} отсчитывается от оси X и принимается положительным при отклонении положительного конца оси x_0 на правый борт. Угол ψ_{SH} (широта) равен углу между осью x_0 и ее проекцией на плоскость (X, Y) . Положительный угол ψ_{SH} соответствует подъему положительного конца оси x_0 относительно плоскости (X, Y) .

Переход от системы B к системе A определяется соотношениями

$$\left. \begin{aligned} X &= X_0 + \cos \varphi_{SH} \cos \psi_{SH} x_0 - \cos \varphi_{SH} \sin \psi_{SH} y_0 - \sin \varphi_{SH} z_0; \\ Y &= Y_0 + \sin \varphi_{SH} \cos \psi_{SH} x_0 - \sin \varphi_{SH} \sin \psi_{SH} y_0 + \cos \varphi_{SH} z_0; \\ Z &= Z_0 - \sin \psi_{SH} x_0 - \cos \psi_{SH} y_0. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Система координат C: O_0, x_0, r_0, θ_0 (см. рис. 1, 2). Цилиндрическая система координат, соответствующая прямоугольной системе B .

Переход от системы C к системе B определяется соотношениями

$$\left. \begin{aligned} x_0 &= x_0; \\ y_0 &= r_0 \cos \theta_0; \\ z_0 &= r_0 \sin \theta_0. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Система координат D: O, x, y, z (рис. 2). Правая прямоугольная система координат D связана с гребным винтом. Используется для определения геометрии гребного винта. Начало координат системы D условно называется центром диска гребного винта. Ось y направлена так, чтобы осевая линия нулевой лопасти лежала в плоскости (x, y) . Система D совпадает с системой C , если совмещены оси y_0 и y , т. е. если угол поворота θ_p гребного винта равен нулю.

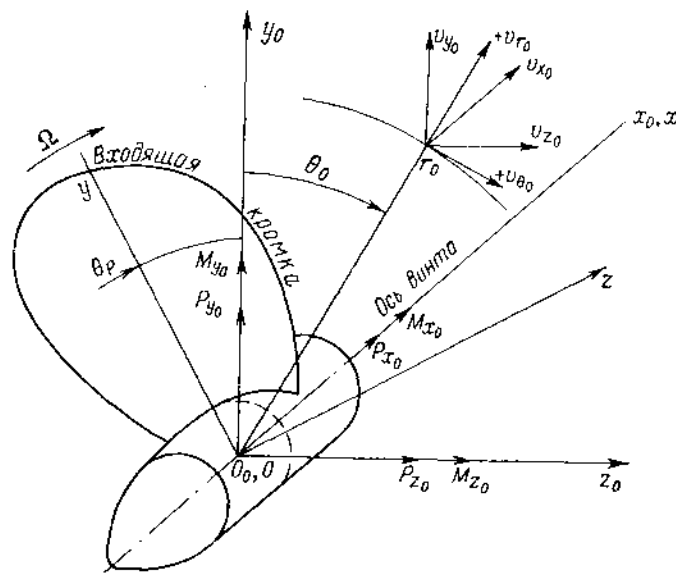


Рис. 2. Системы координат B, C, D и E.

Переход от системы D к системе B определяется соотношениями

$$\left. \begin{aligned} x_0 &= x; \\ y_0 &= y \cos \theta_p - z \sin \theta_p; \\ z_0 &= y \sin \theta_p + z \cos \theta_p. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Система координат E: O, x, r, θ (рис. 2). Цилиндрическая система координат, соответствующая прямоугольной системе D . В случаях, когда это не может вызвать путаницы, индексы этой системы используются вместо индексов системы C при обозначении проекций вектора поля скоростей.

Переход от системы E к системе D определяется соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} x &= x; \\ y &= r \cos \theta; \\ z &= r \sin \theta. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Система координат F: O_s, ξ, η (рис. 3). Локальная прямоугольная правая система координат, связанная с цилиндрическим сечением лопасти. Используется

При определении геометрии профиля сечения лопасти. Начало координат системы расположено в середине хорды спрямленного цилиндрического сечения лопасти. Координата ξ направлена вдоль хорды к входящей кромке и представляет собой винтовую линию, лежащую на поверхности цилиндра радиуса r с осью x и имеющую шаговой угол, равный шаговому углу данного сечения. Координата η в начале координат перпендикулярна к ξ и направлена в сторону засасывающей поверхности профиля.

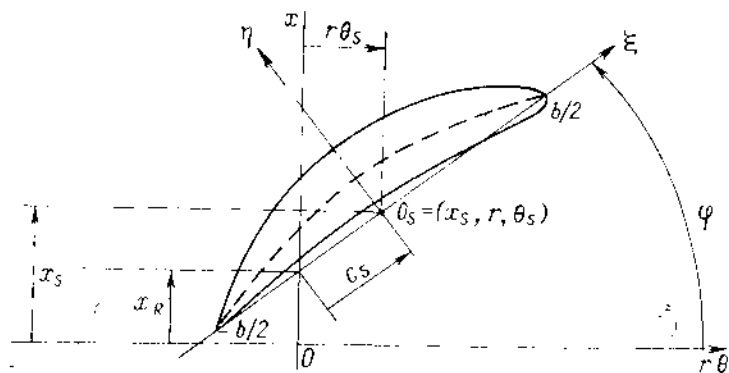


Рис. 3. Система координат D, E, F .

Переход от системы F к системе E определяется соотношениями

$$\left. \begin{aligned} x &= x_s + \xi \sin \varphi + \eta \cos \varphi = x_R + (c_s + \xi) \sin \varphi + \eta \cos \varphi; \\ r &= r_s; \\ \theta &= \theta_s + (\xi \cos \varphi - \eta \sin \varphi)/r = (c_s + \xi) \cos \varphi - \eta \sin \varphi / r. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где x_s, r_s, θ_s — координаты начала системы F в системе E .

Системы координат для гребных винтов левого вращения. Системы координат D, E и F приспособлены для определения геометрии гребного винта правого вращения. При определении геометрии гребного винта левого вращения целесообразно вместо системы D ввести левую систему координат D' , сохраняя направления осей x и y .

Глава I

ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ДВИЖИТЕЛЯХ

§ 1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И КЛАССИФИКАЦИЯ ДВИЖИТЕЛЕЙ

Прямолинейное равномерное движение судна происходит под действием движущей силы T_E , равной и противоположно направленной силе сопротивления корпуса судна R . При движении судна со скоростью v сила T_E совершает работу, которая в единицу времени характеризуется полезной или буксировочной мощностью

$$P_E = T_E v. \quad (1.1)$$

Движущая сила T_E буксирного судна преодолевает не только собственное сопротивление буксира, но и сопротивление буксируемого судна (воза). Таким образом, в общем случае

$$T_E = R + R_B, \quad (1.2)$$

где R_B — тяга на гаке, равная сопротивлению буксируемого судна (воза). Движение самоходного судна обеспечивается с помощью источника механической энергии — двигателя, а также устройства, преобразующего эту энергию в энергию поступательного движения судна. Устройство, обеспечивающее указанное преобразование и создающее силу T_E , носит название движителя.

Степень эффективности движителя характеризуется величиной пропульсивного коэффициента

$$\eta_D = P_E / P_D, \quad (1.3)$$

Для реальных движителей этот коэффициент лежит в диапазоне 0,4—0,8.

В большинстве случаев практически применяемые движители являются реактивными, т. е. их тяга создается в результате отбрасывания масс рабочей среды



Рис. 1.1. Общая схема классификации судовых движителей.

в сторону, противоположную движению. Среда может отбрасываться либо с помощью лопастного механизма, либо вследствие непосредственного преобразования энергии сжатого газа. Если реакция отбрасываемых масс воспринимается, главным образом, лопастным механизмом, движитель называется лопастным. Движитель, у которого реакция воспринимается как лопастным механизмом, так и неподвижными элементами проточной части, называется водометным. Движители без лопастного механизма, тяга которых формируется только на неподвижных элементах, называются газоводометными.

Реактивные судовые движители в качестве рабочей среды, как правило, используют воду, т. е. являются гидравлическими. Только воздушные винты, применяемые на СВП, используют в качестве рабочей среды воздух.

Воздушными являются также активные движители, к числу которых в первую очередь должны быть отнесены паруса, использующие энергию относительного движения воздуха для получения движущей силы. По существу эта сила создается в результате реакции потока воздуха, отклоняемого парусами от направления своего первоначального движения.

Общая схема классификации судовых движителей приведена на рис. 1.1.

В настоящее время наиболее распространены лопастные движители, из числа которых преимущественное применение получили гребные винты. Высокая эффективность, простота конструкции и передачи мощности от двигателя, низкая стоимость

изготовления, надежность в эксплуатации делают гребной винт самым экономичным судовым двигателем. Обычно размещение винта на судне не требует каких-либо существенных отступлений от наиболее выгодных обводов. Типичная схема размещения гребного винта на современном судне показана на рис. 1.2.

По существу единственным недостатком гребных винтов является жесткая зависимость их гидродинамических характеристик от режима работы, что затрудняет его совместную работу с двигателем. Для преодоления этого недостатка используются гребные винты регулируемого шага (ВРШ), лопасти которых поворачиваются относительно их осей.

Установка ВРШ на судне показана на рис. 1.3. Подобные винты получили преимущественное распространение на судах с переменными режимами работы двигательного комплекса, таких как траулеры, тральщики, кабельные суда, буксиры.

Поскольку с помощью ВРШ можно добиться экономии топлива и на установившихся режимах, в последние годы они начинают применяться на транспортных

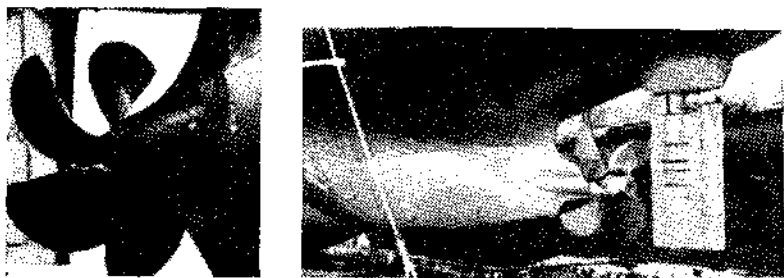


Рис. 1.2. Размещение гребного винта на современном судне.

Рис. 1.3. Установка ВРШ на судне.

грузовых судах. ВРШ также обеспечивают значительное улучшение маневренных качеств судна.

Дополнительным средством повышения эффективности гребных винтов, особенно при малых скоростях движения и больших нагрузках двигателей, являются направляющие насадки, представляющие собой кольцевые крылья, устанавливаемые на гребном винте. Выигрыш в тяге от применения насадок может достигать 30—40%. В тех случаях, когда направляющие насадки выполняются поворотными, они обеспечивают также улучшение управляемости судна (рис. 1.4).

Ограниченное распространение получили соосные гребные винты, которые могут либо вращаться в противоположные стороны, либо иметь одинаковое направление вращения, в последнем случае они называются винтами тандем. Винты противоположного вращения обеспечивают повышение КПД на 8—10%, однако имеют сложную конструкцию валопровода и редуктора привода.

Для обеспечения повышенных маневренных качеств судна применяются крыльчатые двигатели (КД). Они представляют собой поворотные барабаны, установленные заподлицо с днищем судна, по окружности которых закреплены поворотные лопасти в виде консольных крыльев (рис. 1.5).

Регулируя закон управления поворотом лопаток, можно изменять величину упора, создаваемого двигателем, и его направление по отношению к диаметральной плоскости. Из-за сложности конструкции максимальная агрегатная мощность КД составляет 2500—3000 кВт.

Крыльчатые двигатели несколько уступают по эффективности гребным винтам (на 3—5%) и обладают худшими кавитационными характеристиками. Поэтому наибольшая скорость судов, которые оборудуются крыльчатыми двигателями, не превышает 15—16 уз.

Одним из наиболее старых лопастных двигателей является гребное колесо. Гребное колесо — частично погруженный двигатель, горизонтальная ось вращения которого перпендикулярна к направлению движения (рис. 1.6). По периферии колеса расположены лопасти — плиты, которые, находясь в нижней части окружности

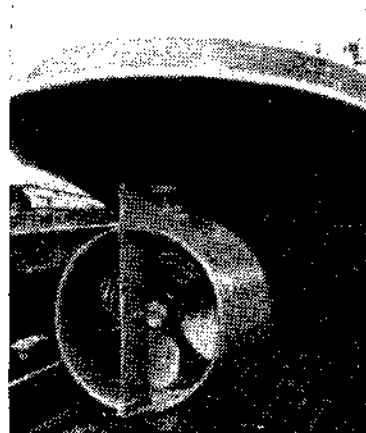


Рис. 1.4. Судно с поворотной направляющей насадкой.

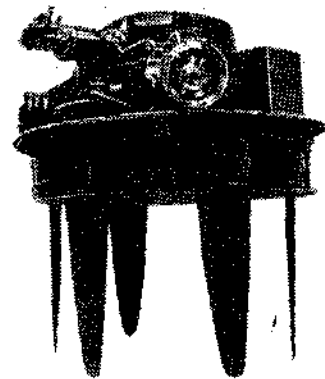


Рис. 1.5. Общий вид крыльчатого двигателя.

колеса, взаимодействуют с водой. Плиты могут быть неподвижными и поворотными, поворот плит осуществляется для оптимизации углов входа плит в воду и выхода из нее, что обеспечивает повышение КПД двигателя. Гребные колеса несколько уступают гребным винтам по эффективности, но благодаря удобству размещения в условиях ограниченной осадки они широко применяются на речных судах. Недостатком гребных колес является их плохая защищенность от ударов волн и неравномерная работа в условиях качки. Поскольку для эффективной работы гребных колес требуются низкие значения чисел оборотов, они применялись совместно с паровой машиной. По мере внедрения двигателей дизеля область их применения сокращалась, в настоящее время суда с гребными колесами почти не строятся.

За последнее время более широкое распространение получили водометные двигатели, главным образом в связи с созданием новых типов судов, в частности судов на подводных крыльях. Роль водометов возросла также благодаря их применению как средств активного управления судами и прежде всего — в качестве подруливающих устройств типа гребной винт в поперечном, продольном или вертикальном (подводные аппараты) каналах. Широко применяются водометы на катерах различного назначения (развездных, туристских, спортивных и т. д.).

Водометные двигатели можно подразделить на двигатели с осевыми насосами (гребными винтами) и центробежными насосными установками. Корма судна на подводных крыльях, оборудованного водометом, показана на рис. 1.7.

Газоводометные двигатели, у которых ускорение потока, а следовательно, и реактивная тяга создаются в результате подачи в поток воды (внутри двигателя)

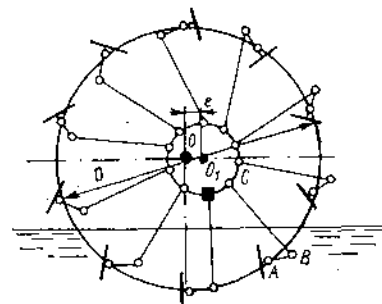


Рис. 1.6. Схема гребного колеса.

сжатого холодного газа или вследствие подвода тепла с образованием парогазоводяной смеси, практического распространения не получили.

Принципиально известны два варианта газодометного движителя непрерывного действия: так называемые проточные и пульсирующие. В число движителей, использующих в качестве рабочей среды воздух, входят активные движители (паруса и роторы) и реактивные (воздушные винты).

После создания механических движителей и до недавнего времени паруса применялись только на учебных и спортивных судах. Лишь в последнее время в связи

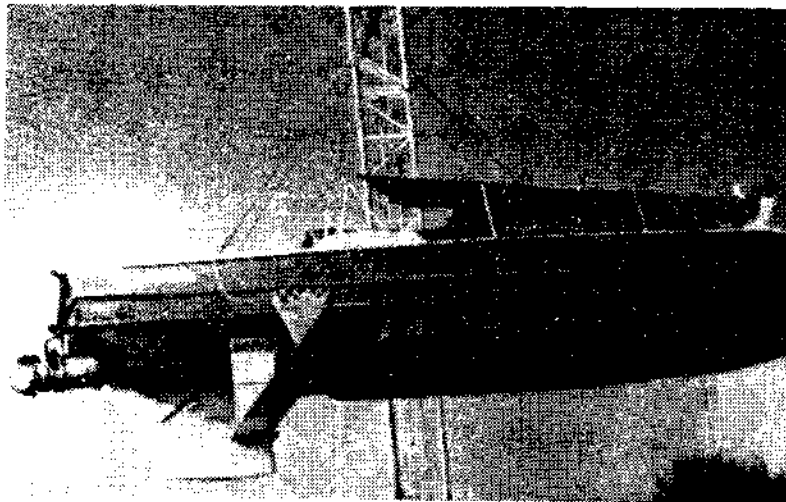


Рис. 1.7. Корма судна, оборудованного водометом с осевым насосом.

с ростом цен на топливо начались попытки применения парусов в качестве вспомогательного движителя на судах с механическими двигателями.

Наряду с парусами предпринимались попытки применить роторные воздушные движители, выполненные в виде вращающихся цилиндров, использующие эффект Магнуса. Однако их применение не вышло за рамки строительства отдельных опытных судов.

Воздушные винты при умеренных скоростях судна благодаря меньшей плотности среды существенно уступают гидравлическим движителям по эффективности. Поэтому они применяются лишь на судах, работающих без контакта с водой, например на судах на воздушной подушке.

§ 2. ИДЕАЛЬНЫЙ ДВИЖИТЕЛЬ

Движитель любой конструкции развивает упор и совершает при перемещении полезную работу вследствие изменения кинетической энергии набегающего на него потока. Создаваемые движителем дополнительные скорости в то же время являются источником энергетических потерь. Основные закономерности работы движителей могут быть проще всего проанализированы с помощью схемы идеального движителя, т. е. движителя, создающего вызванные скорости лишь в направлении, противоположном его перемещению. Теория идеального движителя лапжа прежде всего тем, что позволяет определить предельные значения КПД движителей. Приводимая ниже простейшая схема идеального движителя предложена Ранкиным [37]. В на-

стоящее время имеются схемы, учитывающие влияние свободной поверхности, кавитации лопастей, качки и другие факторы.

Жидкость, в которой работает движитель, принимается безграничной, невязкой и несжимаемой. Считается, что осевой протяженностью движителя можно пренебречь (рис. 1.8). За счет подводимой энергии от внешнего источника между засасывающей (обращенной в сторону движения) и нагнетающей поверхностями диска образуется перепад давлений $\Delta p = p^+ - p^-$. Интеграл от перепада давлений, взятый по всей поверхности диска, дает величину упора движителя

$$T = \int_0^R \int_0^{2\pi} \Delta p r d\theta dr. \quad (1.4)$$

Применение закона количества движения и теоремы о сохранении энергии наряду с использованием интеграла Бернулли позволяет получить следующие основные соотношения для упора и потребляемой мощности идеального движителя:

$$T = \rho \int_0^R \int_0^{2\pi} \omega_{x\infty} (v_A + \omega_{x\infty}) r d\theta dr; \quad (1.5)$$

$$P_D = T v_A + \frac{\rho}{2} \int_0^R \int_0^{2\pi} \omega_{x\infty}^2 (v_A + \omega_{x\infty}) r d\theta dr, \quad (1.6)$$

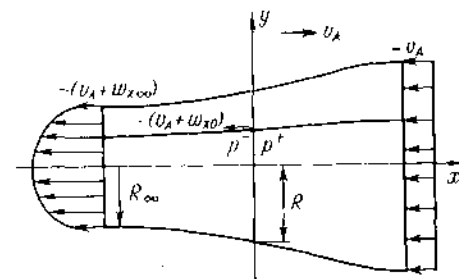


Рис. 1.8. Схема идеального движителя.

и также зависимость $\omega_{x0} = \omega_{x\infty} / 2$ (теорема Фруда—Финстервальдера), где $\omega_{x\infty}$, ω_{x0} — вызванные осевые скорости в сечениях $x \rightarrow -\infty$ и $x = 0$ соответственно.

Требуемая на создание вызванных скоростей мощность $P = T v_A$ при заданном упоре будет наименьшей, если вызванные скорости одинаковы во всех точках поперечного сечения струи. Движитель, удовлетворяющий такому условию, называется оптимальным. Упор, потребляемая мощность и КПД оптимального идеального движителя определяются формулами

$$\left. \begin{aligned} T &= 2\pi R^2 \rho \omega_{x0} (v_A + \omega_{x0}); \\ P_D &= T (v_A + \omega_{x0}); \\ \eta_I &= 1/(1 + \omega_{x0}/v_A). \end{aligned} \right\} \quad (1.7)$$

Для оценки режима работы движителя используются безразмерные величины, называемые коэффициентами нагрузки по упору, и мощности

$$C_{TA} = \frac{2T}{\rho A_0 v_A^2}; \quad C_{PA} = \frac{2P_D}{\rho A_0 v_A^2}. \quad (1.8)$$

Вызванная скорость в диске оптимального движителя связана с коэффициентом нагрузки по упору соотношением

$$\omega_{x0} = [(1 + C_{TA})^{1/2} - 1] v_A / 2. \quad (1.9)$$

Струя движителя по мере удаления от него сжимается и в пределе (при $x \rightarrow -\infty$):

$$\left(\frac{R_\infty}{R}\right)^2 = \frac{v_A + \omega_{x0}}{v_A - \omega_{x\infty}} = \frac{1 + \sqrt{1 + C_{TA}}}{2 \sqrt{1 + C_{TA}}}. \quad (1.10)$$

Относительное сжатие струи увеличивается с ростом нагрузки.

Поле скоростей идеального движителя при $C_{TA} \rightarrow 0$ эквивалентно: вне струи — течению, вызванному диском стоков с интенсивностью $w_{x\infty}$, а внутри струи — течению от того же диска стоков с наложенным на него полем осевых скоростей $w_{x\infty}$.

КПД оптимального движителя может быть выражен через коэффициенты нагрузки:

$$\eta_I = C_{TA}/C_{PA};$$

$$\eta_I = 2/(1 + \sqrt{1 + C_{TA}}); \quad (1.11)$$

$$\eta_I = (2C_{PA})^{1/3} [(1+q)^{1/3} + (1-q)^{1/3}], \quad (1.12)$$

где $q = [1 + 16/(27 C_{PA})]^{1/2}$.

При нулевой нагрузке КПД идеального движителя $\eta_I = 1$. С ростом нагрузки КПД падает (рис. 1.9). Увеличение радиуса движителя при неизменном упоре приводит к уменьшению коэффициента C_{TA} и соответственно к росту КПД. Этот вывод справедлив лишь для идеального движителя. КПД реальных движителей увеличивается с ростом радиуса до тех пор, пока радиус не достигает некоторого оптимального значения. Затем реальный КПД начинает снижаться, поскольку с ростом радиуса увеличиваются не учитываемые в схеме идеального движителя потери на создание окружных вызванных скоростей w_θ и потери, обусловленные вязкостью воды. Потери на создание окружных вызванных скоростей приближенно учитываются в схеме идеального гребного винта.

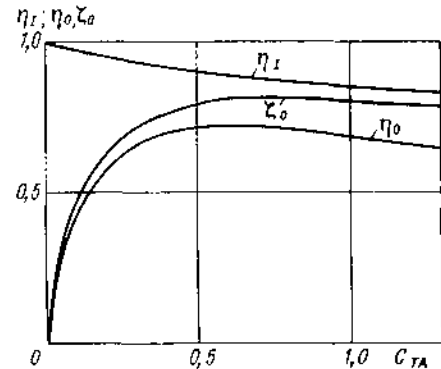


Рис. 1.9. Зависимость КПД идеального и реального движителя, а также коэффициента качества от коэффициента нагрузки.

Гидродинамическая эффективность реального движителя может быть оценена с помощью коэффициента качества $\xi_0 = \eta_0/\eta_I < 1$, который представляет собой отношение КПД реального движителя к КПД идеального движителя, определенных при одинаковых значениях коэффициентов нагрузки по упору.

По формуле

$$\xi_0 = 0,5\eta_0 [1 + (1 + \eta_0 C_{PA})^{1/2}] \quad (1.13)$$

коэффициент качества определяется при известных значениях η_0 и C_{PA} реального движителя.

§ 3. ГЕОМЕТРИЯ И КОНСТРУКЦИЯ ГРЕБНОГО ВИНТА

Гребной винт представляет собой систему лопастей, расположенных на равных угловых расстояниях одна от другой и закрепленных на ступице. Число лопастей современных винтов колеблется от 2 до 8. При работе гребной винт совершает поступательное движение вдоль своей оси и одновременно вращается относительно нее. При этом каждая точка лопасти движется в пространстве по винтовой линии. Лопасти винта представляют собой тела, образованные профилями, средние линии которых являются винтовыми. Поверхность лопасти гребного винта, обращенная в корму судна, называется нагнетающей. При установившемся движении судна передним ходом на ней возникает повышенное давление. Противоположная (обращенная в нос) поверхность лопасти, на которой в тех же условиях развивается пониженное давление, называется засасывающей.

Линия пересечения нагнетающей и засасывающей поверхностей называется контуром лопасти. Площадь круга, построенного на диаметре гребного винта, носит название площади диска винта A_0 . Область притыкания лопасти к ступице называется корнем, расстояние от корневого сечения до конца — длиной лопасти. Различают гребные винты правого и левого вращения. У гребного винта правого вращения правая кромка находящейся в верхнем вертикальном положении лопасти, более удалена от наблюдателя, чем левая, у гребного винта левого вращения — наоборот.

Геометрия лопастей определяется путем задания форм их сечений цилиндрами, соосными с гребным винтом. Такие сечения называются цилиндрическими сечениями или просто сечениями лопасти. Они имеют форму крылового профиля.

Профиль сечения лопасти может быть задан с помощью ординат засасывающей (η^+) и нагнетающей (η^-) сторон, отсчитываемых от координатной оси. Удобно условиться задавать эту ось таким образом, чтобы входящая и выходящая кромки профиля

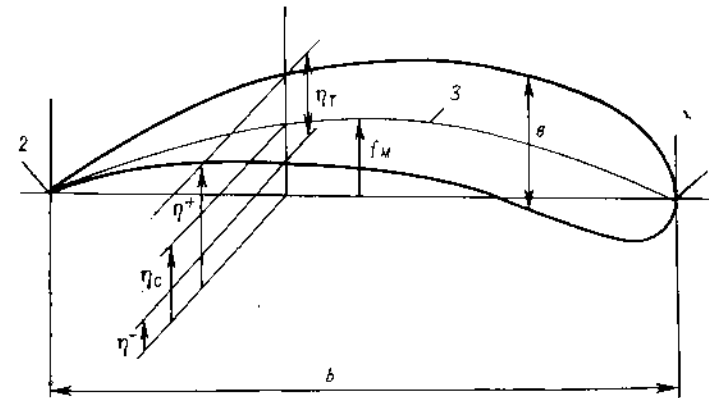


Рис. 1.10. Профиль сечения лопасти гребного винта.

1 — входящая кромка; 2 — выходящая кромка; 3 — средняя линия.

лежали на ней. При этом перпендикуляры к координатной оси, проведенные в точках пересечения этой оси с контуром профиля, его не пересекают (рис. 1.10). Указанное условие далее будет считаться выполненным. Отрезок b координатной оси, лежащий между кромками, называется хордой профиля. Длина хорды профиля совпадает, таким образом, с длиной профиля сечения лопасти. Эту длину называют также шириной лопасти на данном радиусе.

Профиль сечения может быть задан распределением вдоль хорды толщины $\eta_c = \eta^+ - \eta^-$ и ординат средней линии $\eta_c = 0,5(\eta^+ + \eta^-)$. Хорда средней линии и хорда профиля (так, как она определена выше) совпадают.

Профили сечений бывают с закругленными и острыми кромками. Для профилей с закругленными кромками на чертежах часто указывают радиус закругления, который следует трактовать не как радиус вписанной в профиль окружности, а как радиус кривизны профиля в точке, соответствующей кромке.

Для определения формы профиля независимо от его абсолютных размеров используют нормированные ординаты толщины F_T и средней линии F_C : $\eta_T = eF_T$; $\eta_C = f_m F_C$, причем $\max F_T = \max F_C = 1$; e — наибольшая толщина профиля; f_m — стрелка прогиба средней линии.

Хорда профиля каждого цилиндрического сечения представляет собой отрезок правильной винтовой линии, навитой на соответствующий секущий цилиндр. С этой винтовой линией совпадает координатная ось профиля. Поэтому далее она будет называться координатной винтовой линией данного сечения. Шаг координатной винтовой линии называется шагом сечения лопасти. Угол наклона этой винтовой линии к плоскости, перпендикулярной к оси цилиндра (гребного винта), называется шагом углом. Связь между шагом и шагом углом определяется соотношением

$$P = 2\pi r \operatorname{tg} \varphi \text{ или } P/D = \pi r \operatorname{tg} \varphi. \quad (1.14)$$

Положение каждого сечения в пространстве должно быть определено с помощью радиуса секущего цилиндра и шага, а также еще двух параметров — откидки лопасти x_R и саблевидности лопасти c_S . Для того чтобы задать эти параметры, фиксируют две плоскости. Первая плоскость, перпендикулярная к оси гребного винта, называется базовой плоскостью или плоскостью диска гребного винта. В плоскости диска гребного винта лежат прямолинейные оси лопастей, которые пересекаются с осью винта в точке, называемой центром гребного винта. Вторая плоскость проводится через ось винта и ось одной из лопастей. Она называется продольной базовой плоскостью. Введенные плоскости используются в качестве координатных при построении системы координат D . Параметр откидки x_R определяет расстояние от пло-

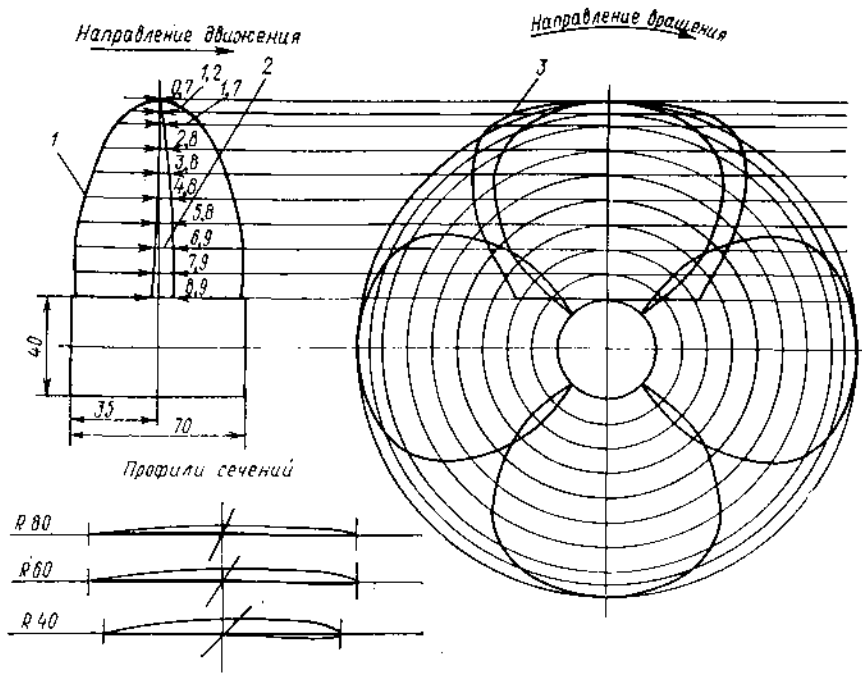


Рис. 1.11. Теоретический чертеж гребного винта.

1 — габарит; 2 — условное сечение по линии наибольшей толщины; 3 — контур спрямленной проекции лопасти.

скости диска гребного винта точки пересечения координатной винтовой линии рассматриваемого сечения с продольной базовой плоскостью. Направление отсчета совпадает с направлением, введенным на оси винта. Саблевидность c_S — это расстояние от середины хорды до продольной базовой плоскости, измеренное вдоль винтовой линии рассматриваемого сечения (рис. 3).

Величина c_S положительна, если середина хорды смещена от продольной базовой плоскости в сторону вращения гребного винта.

Хорды лопастей образуют винтовую поверхность, называемую номинальной. Отношение суммы площадей номинальных поверхностей лопастей к площади диска винта называется дисковым отношением A_E/A_0 . Величина дискового отношения лежит в диапазоне 0,4—1,5.

Геометрия гребного винта определяется в процессе проектирования и задается либо с помощью теоретического чертежа, либо путем математического представления его поверхности. Теоретический чертеж гребного винта определяет форму и размеры лопастей и ступицы, а также класс гребного винта.

На теоретическом чертеже (рис. 1.11) показывают нормальную проекцию контура лопасти (на плоскость, перпендикулярную к оси) и боковой вид (проекцию на продольную базовую плоскость). Иногда дополнительно строятся третья — вертикальная проекция лопасти. Кроме того, строится спрямленный контур лопасти (величины c_S и b откладываются перпендикулярно к осевой линии лопасти) и сечения лопастей. Методы построения теоретического чертежа подробно описаны в [43].

В математическом представлении поверхности лопасти используются следующие уравнения:

$$\begin{cases} \bar{x}^\pm = \bar{x}_R + (\bar{c}_S \pm 0,5\bar{\xi}) \sin \varphi + (\bar{f}_M F_c \pm 0,5\bar{e} F_r) \cos \varphi; \\ 0^\pm = [(\bar{c}_S \pm 0,5\bar{\xi}) \cos \varphi - (\bar{f}_M F_c \pm 0,5\bar{e} F_r) \sin \varphi] / r. \end{cases} \quad (1.15)$$

где знак «+» соответствует засасывающей поверхности, а знак «-» — нагнетающей. Независимыми переменными в этих уравнениях являются координаты $r \in [r_H, 1]$ и $\bar{\xi} \in [-1, 1]$.

Если входящие в уравнения (1.15) величины F_c и F_r не зависят от \bar{r} , то говорят, что лопасть имеет единый профиль.

Уравнения номинальной поверхности, образуемой хордами цилиндрических сечений, получаются из общих уравнений, если положить в них $F_c = F_r = 0$. Уравнения серединной поверхности, образуемой средними линиями сечений, также получаются из уравнений (1.15), если положить в них $F_r = 0$.

Уравнения (1.15) определяют следующие формулы для единичного вектора внешней нормали к поверхности лопасти: $\vec{n} = n_x \vec{i} + n_y \vec{j} + n_z \vec{k}$, где $\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ — орты осей системы координат D ;

$$\begin{cases} n_x = Aq/\Lambda; \quad n_y = Bq/\Lambda; \quad n_z = Cq/\Lambda; \\ A = \cos \varphi - \frac{\partial \bar{\eta}^\pm}{\partial \bar{\xi}} \sin \varphi; \\ B = Q_1 \sin \theta^\pm + Q_2 \cos \theta^\pm; \\ C = Q_1 \cos \theta^\pm + Q_2 \sin \theta^\pm; \\ \Lambda = \left[1 + Q_3^2 + \left(\frac{\partial \bar{\eta}^\pm}{\partial \bar{\xi}} \right)^2 \right]^{1/2}; \end{cases} \quad (1.16)$$

($q = 1$ — при вычислении нормали к засасывающей стороне; $q = -1$ — при вычислении нормали к нагнетающей стороне);

$$Q_1 = \sin \varphi + \frac{\partial \bar{\eta}^\pm}{\partial \bar{\xi}} \cos \varphi; \quad Q_2 = D_1 + \frac{\partial \bar{\eta}^\pm}{\partial \bar{\xi}} D_2;$$

$$D_1 = [\bar{x}'_R + a_\varphi (\bar{c}_S + \bar{\xi}) \bar{P}' / 2\pi] \cos \varphi + \frac{\bar{\eta}^\pm}{\bar{r}} \sin^2 \varphi - \frac{\partial \eta^\pm}{\partial r};$$

$$D_2 = a_\varphi [(\bar{c}_S + \bar{\xi}) + \bar{\eta}^\pm \bar{P}' / 2\pi] \cos \varphi + (\bar{x}'_R + 2a_\varphi \bar{\eta}^\pm) \sin \varphi + \bar{c}_S + 0,5\bar{e} \bar{\xi};$$

$$a_\varphi = b \cos \varphi / (2\bar{r});$$

$$\frac{\partial \bar{\eta}^\pm}{\partial \bar{r}} = \bar{f}_M F_c \pm 0,5\bar{e}' F_r + \bar{f}_M \frac{\partial F_c}{\partial \bar{r}} \pm 0,5\bar{e} \frac{\partial F_r}{\partial \bar{r}};$$

$$\frac{\partial \bar{\eta}^\pm}{\partial \bar{\xi}} = (\bar{f}_M \frac{\partial F_c}{\partial \bar{\xi}} \pm 0,5\bar{e} \frac{\partial F_r}{\partial \bar{\xi}}) 2/\bar{e}.$$

В формулах для нормали штрихом обозначено дифференцирование d/dr . Такое же обозначение будет применяться в параграфе и далее.

Формулы (1.16) верны лишь для регулярных точек¹ поверхности лопасти. В частности, на острых краях, если таковые имеются, направление нормали зависит от пути, по которому осуществляется предельный переход из регулярной области поверхности к ребру.

Нормаль к закругленной кромке нельзя непосредственно вычислить по общим соотношениям. В этом случае следует использовать следующие формулы:

$$\left. \begin{aligned} n_x &= q_E \sin \varphi / \Lambda_E; \\ n_y &= -q_E (\cos \varphi \sin \theta_E + Q_E \cos \theta_E) / \Lambda_E; \\ n_z &= q_E (\cos \varphi \cos \theta_E - Q_E \sin \theta_E) / \Lambda_E, \end{aligned} \right\} \quad (1.17)$$

где $q_E = 1$ на входящей кромке ($\xi = 1$); $q_E = -1$ на выходящей кромке ($\xi = -1$);

$\theta_E = \alpha_\varphi (\bar{c}_S + q_E)$; $Q_E = -\theta_E \cos \varphi + \bar{x}'_R \sin \varphi + \bar{c}'_S + 0,5\delta' q_E$; $\Lambda_E = (1 + Q_E^2)^{1/2}$.

При $Q_E = 0$ кромка является отрезком радиально направленной прямой.

Вершиной лопасти принято называть точку с координатами $\bar{r} = 1$, $\xi = 0$, $\eta = 0$. Если лопасть завершается сечением с конечными размерами b и e , то нормаль к этому торцевому сечению направлена по радиальной координате

$$n_x = 0; \quad n_y = \cos \theta; \quad n_z = \sin \theta, \quad (1.18)$$

где $\theta = (\bar{c}_S + 0,5\delta\xi) \cos \varphi - \eta \sin \varphi$.

Нормаль к вершине в этом случае вычисляется по той же формуле при $\theta = c_S \cos \varphi$. Нормаль остается радиальной и при отсутствии сечения конечных размеров на конце лопасти, если только конец лопасти скруглен.

Нормаль к серединной поверхности, направленная в сторону засасывающей поверхности лопасти, имеет направляющие косинусы, определяемые соотношениями

$$n_{cx} = A_c / \Lambda_c; \quad n_{cy} = B_c / \Lambda_c; \quad n_{cz} = C_c / \Lambda_c, \quad (1.19)$$

где

$$\begin{aligned} A_c &= \cos \varphi - \bar{I}_M \partial F_c / \partial \xi; \\ B_c &= Q_{c1} \sin \theta_c + Q_{c2} \cos \theta_c; \\ C_c &= -Q_{c1} \cos \theta_c + Q_{c2} \sin \theta_c; \\ \Lambda_c &= [1 + Q_{c2}^2 + \bar{I}_M^2 (\partial F_c / \partial \xi)^2]^{1/2}; \\ \theta_c &= [(\bar{c}_S + 0,5\delta\xi) \cos \varphi - \bar{I}_M F_c] / \bar{r}; \\ Q_{c1} &= \sin \varphi + \bar{I}_M \cos \varphi \partial F_c / \partial \xi; \\ Q_{c2} &= D_{c1} + \bar{I}_M D_{c2} \partial F_c / \partial \xi; \end{aligned}$$

$$D_{c1} = -[\bar{x}'_R + a_\varphi (\bar{c}_S + \xi) \bar{P}' / 2\pi] \cos \varphi + (\bar{I}_M F_c / \bar{r}) \sin \varphi - \bar{I}_M F_c - \bar{I}_M \partial F_c / \partial \bar{r};$$

$$D_{c2} = -a_\varphi [(\bar{c}_S + \xi) + \bar{I}_M F_c \bar{P}', 2\pi] \cos \varphi + (\bar{x}'_R + 2a_\varphi \bar{I}_M F_c) \sin \varphi + \bar{c}'_S + 0,5\delta' \xi.$$

Внешняя поверхность ступицы гребного винта является поверхностью вращения

$$\bar{r}_{H1} = \bar{r}_{H1}(\bar{x}); \quad \bar{x} \in [\bar{x}_{H1}, \bar{x}_{H2}], \quad (1.20)$$

где \bar{r}_{H1} — местный радиус ступицы; \bar{x}_{H1} , \bar{x}_{H2} — координаты кормового и носового среза ступицы соответственно.

В уравнениях поверхности лопасти за радиус ступицы принимается $\bar{r}_H = \min \bar{r}_{H1}(\bar{x})$.

¹ Точек, в которых отсутствуют изломы поверхности.

Интегральные геометрические характеристики цилиндрических сечений лопасти определяются по формулам:

$$\bar{A}_S = A_S R^{-2} = \bar{c} \bar{b} g_1(\bar{r}); \quad (1.21)$$

координаты центра тяжести сечения

$$\left. \begin{aligned} \bar{\xi}_g &= \bar{c} \bar{b} g_2(\bar{r}) / \bar{A}_S = g_2(\bar{r}) / g_1(\bar{r}); \\ \bar{\eta}_g &= \bar{I}_M \bar{c} g_3(\bar{r}) / \bar{A}_S = \delta_c g_3(\bar{r}) / g_1(\bar{r}); \end{aligned} \right\} \quad (1.22)$$

моменты инерции сечения

$$\left. \begin{aligned} \bar{I}_{\xi\xi} &= I_{\xi\xi} R^{-4} = \bar{c} \bar{b} [I_M^2 g_4(\bar{r}) + \bar{r}^2 g_5(\bar{r})]; \\ \bar{I}_{\eta\eta} &= I_{\eta\eta} R^{-4} = \bar{c} \bar{b}^3 g_6(\bar{r}); \\ \bar{I}_{\xi\eta} &= I_{\xi\eta} R^{-4} = \bar{I}_M \bar{c} \bar{b}^2 g_7(\bar{r}). \end{aligned} \right\} \quad (1.23)$$

В соотношениях (1.21)–(1.23) использованы следующие обозначения:

$$\left. \begin{aligned} g_1(\bar{r}) &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 F_T(\xi, \bar{r}) d\xi; \\ g_2(\bar{r}) &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \xi F_T(\xi, \bar{r}) d\xi; \\ g_3(\bar{r}) &= \int_{-1}^1 F_c(\xi, \bar{r}) F_T(\xi, \bar{r}) d\xi; \\ g_4(\bar{r}) &= \frac{1}{2} \int_{-1}^1 F_c^2(\xi, \bar{r}) F_T(\xi, \bar{r}) d\xi; \\ g_5(\bar{r}) &= \frac{1}{24} \int_{-1}^1 F_T^3(\xi, \bar{r}) d\xi; \\ g_6(\bar{r}) &= \frac{1}{8} \int_{-1}^1 \xi^2 F_T(\xi, \bar{r}) d\xi; \\ g_7(\bar{r}) &= \frac{1}{4} \int_{-1}^1 \xi F_c(\xi, \bar{r}) F_T(\xi, \bar{r}) d\xi. \end{aligned} \right\} \quad (1.24)$$

Заметим, что величины g_i , $i = 1, 2, \dots, 7$ в случае лопасти с единым профилем являются постоянными, определяемыми типом профиля.

Интегральные характеристики лопастей (без учета галтельного перехода) вычисляются по формулам:

$$A_E / A_0 = \frac{Z}{\pi} \int_{\bar{r}_H}^1 b d\bar{r}; \quad (1.25)$$

$$\bar{V}_B = \bar{V}_B R^{-3} = Z \int_{r_H}^1 \bar{A}_S \bar{d}r = Z \int_{r_H}^1 \bar{c} \bar{b} g_1(\bar{r}) \bar{d}r. \quad (1.26)$$

Гребные винты обычно изготавливаются путем литья с последующей механической обработкой. Различают цельнолитые и сборные гребные винты. Помимо винтов регулируемого шага к сборным винтам относятся винты со съемными лопастями. Их изготавливают для эксплуатации в тяжелых ледовых условиях. Помимо облегчения ремонта съемные лопасти позволяют регулировать в узких пределах угол установки лопастей.

Съемные лопасти крепят к ступице с помощью фланцевого или прессового соединений.

Диаметр ступицы цельного гребного винта принимается примерно вдвое больше диаметра гребного вала и составляет обычно (0,18—0,21) D . У сборных гребных винтов диаметр ступицы равен (0,25—0,30) D . Длину ступицы назначают несколько больше величины максимальной осевой протяженности лопастей, что позволяет при изготовлении и транспортировке гребного винта ставить его на торцы ступицы. Иногда длину ступицы увеличивают по сравнению с указанной для обеспечения необходимой надежности соединения гребного винта с валом. Как правило, к ступице крепят обтекатель, форма которого согласуется с формой ступицы.

Поверхность лопасти цельного гребного винта плавно сопрягают с поверхностью ступицы. Радиус кривизны поверхности сопряжения, называемой также поверхностью галтельного перехода, выбирают примерно равным наибольшей толщине лопасти вблизи ступицы. Ступица имеет внутреннюю коническую расточку для крепления на гребном валу. Передача крутящего момента осуществляется с помощью шпонок (1—2) или прессовой посадки. Последний способ, устраняющий концентрацию напряжений в валу, применяется все шире.

Гребные винты изготавливают из бронзы, латуни, нержавеющей стали и титана. Изготовление гребных винтов из углеродистой стали нецелесообразно из-за низких эксплуатационных качеств таких винтов. Прочностные характеристики применяемых материалов даны в § 38. Применяются также пластмассовые винты и композитные конструкции (основная часть лопасти пластмассовая, а кромки — металлические).

Класс металлического гребного винта по ГОСТ 8054—81 определяет допуски на его изготовление и необходимую чистоту поверхности. Области применения гребных винтов различного класса указаны ниже.

Класс гребного винта

Особый	Быстроходные суда морские, суда внутреннего плавания
Высший	Суда морские, суда внутреннего плавания, суда рыбопромыслового флота неограниченного района плавания
Средний	Суда морские, суда внутреннего плавания, шлюпки со скоростью менее 15 уз
Обычный	Суда и плавучие средства морские, для которых скорость не является определяющим параметром, суда внутреннего плавания

§ 4. ОСНОВЫ ГИДРОДИНАМИКИ ГРЕБНОГО ВИНТА

Гребной винт в процессе работы вращается вокруг своей оси и перемещается в осевом направлении. Величина перемещения гребного винта за один оборот называется абсолютной поступью h_p и определяется соотношением $h_p = v_A/n$. Отношение абсолютной поступи h_p к диаметру винта D называется относительной поступью

$$J = \frac{h_p}{D} = \frac{v_A}{nD} \quad (1.27)$$

и рассматривается как основная безразмерная кинематическая характеристика, определяющая режим работы винта в жидкости. Наряду с поступью иногда используются понятия об абсолютном и относительном скольжении. Абсолютное скольже-

ние есть разность $P - h_p$, а относительное скольжение связано с величиной J соотношением

$$s = 1 - \frac{J}{P/D}. \quad (1.28)$$

Гребной винт при работе воздействует на воду, протекающую через его рабочее сечение, таким образом, что поток в осевом направлении ускоряется и закручивается в сторону вращения винта. Перед винтом поток прямолинейен, вода на достаточном удалении от винта движется со скоростью его осевого перемещения навстречу винту.

В теории гребного винта обычно рассматривают действие элемента лопасти в потоке, имеющего в радиальном направлении длину dr и находящегося на расстоянии r от оси вращения. Будем считать элемент лопасти неподвижным, а жидкость — набе-

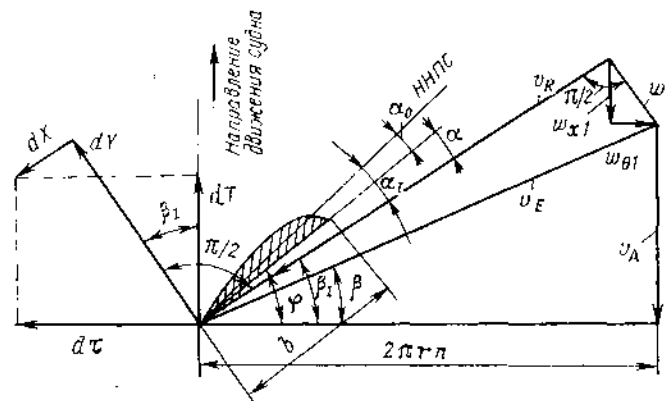


Рис. 1.12. Треугольник скоростей гребного винта.

гающей на него с осевой скоростью v_A и окружной $u = 2\pi rn$. Обтекание элемента лопасти, рассматриваемого как элемент несущего крыла, сопровождается появлением вызванной скорости, которая может рассматриваться как сумма двух составляющих: осевой (ω_{x1}) и окружной (ω_{01}) скоростей. Направление скорости ω_{x1} совпадает с направлением v_A , а направление скорости ω_{01} совпадает с направлением вращения и, следовательно, противоположно направлению окружной скорости $u = \Omega r$. Геометрическая сумма скоростей v_A и u с учетом ω_{x1} и ω_{01} является результирующей скоростью потока v_R , набегающего на элемент лопасти (рис. 1.12).

Скорость v_R , определяемая формулой $v_R = \sqrt{(v_A - \omega_{x1})^2 + (\Omega r - \omega_{01})^2}$, образует с элементом лопасти некоторый угол атаки α_f . Принимается, что при равных углах атаки силы, действующие на данный элемент лопасти, равны силам, возникающим на элементе крыла того же профиля. Подъемная сила dY элемента лопасти перпендикулярна к скорости v_R , а сила профильного сопротивления dX противоположна по направлению v_R . Безразмерные коэффициенты этих сил, которые определяются соотношениями

$$C_Y = \frac{dY}{\rho (v_R^2/2) b dr}; \quad C_X = \frac{dX}{\rho (v_R^2/2) b dr}, \quad (1.29)$$

для докавитационных режимов обтекания, являются функцией суммы угла атаки α и угла нулевой подъемной силы α_0 , который отсчитывается от направления потока, при котором коэффициент подъемной силы $C_Y = 0$. Это направление принято называть направлением нулевой подъемной силы (ННПС) (см. рис. 1.13). Как правило,

элементы лопасти винта работают при углах атаки меньше критических, поэтому в практических расчетах можно использовать зависимость

$$C_Y = \frac{dC_Y}{d\alpha} \alpha_I \quad (1.30)$$

Согласно теоретическому решению задачи об обтекании крыла вязкой жидкостью $\frac{\partial C_Y}{\partial \alpha} \approx 2\pi$, а для реальной жидкости $\frac{\partial C_Y}{\partial \alpha} < 2\pi$. В вязкой жидкости для винтовых профилей

$$\frac{dC_Y}{d\alpha} = 2\pi (1 - 0,87\delta). \quad (1.31)$$

Упор элемента лопасти гребного винта выражается суммой проекции сил на направление поступательного движения винта:

$$\begin{aligned} dT &= dY \cos \beta_I - dX \sin \beta_I = \\ &= dY \cos \beta_I (1 - \epsilon \operatorname{ctg} \beta_I), \end{aligned} \quad (1.32)$$

где $\epsilon = dX/dY$.

Аналогично, проектируя эти силы на направление окружной скорости $r\Omega$ и умножая касательную силу на плечо r , получаем выражение момента, необходимого для вращения элемента лопасти,

$$dQ = r d\tau = r dY \sin \beta_I (1 + \epsilon \operatorname{ctg} \beta_I). \quad (1.33)$$

Выразив значения элементарного упора и момента через безразмерный коэффициент C_Y и проинтегрировав полученные выраже-

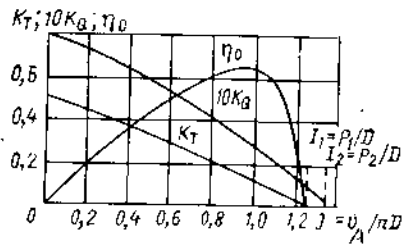


Рис. 1.13. Кривые действия гребного винта.

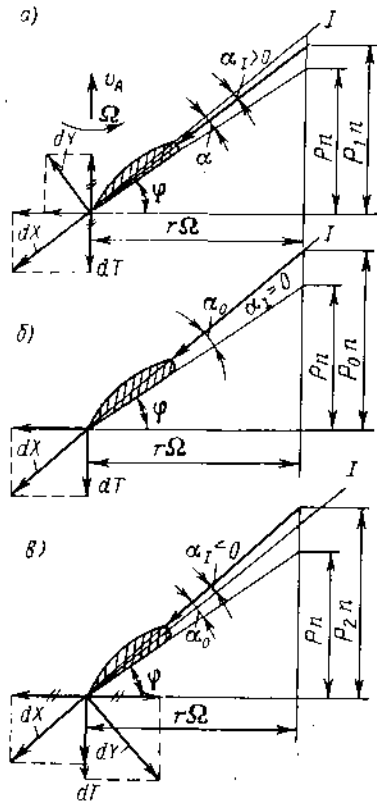


Рис. 1.14. Режимы работы винта.

ния в пределах радиуса лопасти, а затем умножив интегралы на число лопастей Z , получим выражения суммарного упора и момента

$$T = Z \int_{r_H}^R (\rho/2) C_Y b v_R^2 \cos \beta_I (1 - \epsilon \operatorname{ctg} \beta_I) dr; \quad (1.34)$$

$$Q = Z \int_{r_H}^R (\rho/2) C_Y b v_R^2 \cos \beta_I (1 + \epsilon \operatorname{ctg} \beta_I) r dr. \quad (1.35)$$

Вынося за знак интеграла в (1.34) произведение $\rho D^4 n^2$, а в формуле (1.35) — $\rho D^5 n^2$, получаем зависимости для вычисления упора и момента

$$T = \rho D^4 n^2 \int_{r_H/R}^1 \frac{Z}{4} C_Y \left(\frac{b}{D}\right) \left(\frac{v_R}{Dn}\right)^2 \cos \beta_I (1 - \epsilon \operatorname{ctg} \beta_I) d\left(\frac{r}{R}\right); \quad (1.36)$$

$$Q = \rho D^5 n^2 \int_{r_H/R}^1 \frac{Z}{8} C_Y \left(\frac{b}{D}\right) \left(\frac{r}{R}\right) \left(\frac{v_R}{Dn}\right)^2 \sin \beta_I (1 + \epsilon \operatorname{ctg} \beta_I) d\left(\frac{r}{R}\right). \quad (1.37)$$

Интеграл в формуле (1.36), обозначаемый через K_T , называется коэффициентом упора винта, а интеграл в формуле (1.37), обозначаемый через K_Q , — коэффициентом момента винта. С учетом этого формулы (1.36) и (1.37) принимают вид

$$T = K_T \rho n^2 D^4; \quad (1.38)$$

$$Q = K_Q \rho n^2 D^5. \quad (1.39)$$

Мощность, потребная для вращения винта, может быть подсчитана по формуле

$$P_D = Q\Omega = K_Q \rho n^2 D^5 2\pi n = 2\pi K_Q \rho n^3 D^5. \quad (1.40)$$

Коэффициент полезного действия винта с учетом формул (1.38) и (1.39) может быть представлен как

$$\eta_0 = \frac{T v_A}{P_D} = \frac{K_T J}{K_Q 2\pi}. \quad (1.41)$$

Безразмерные динамические характеристики винта K_T , K_Q и η_0 , представленные в виде кривых в функции от относительной поступи J , называют кривыми действия гребного винта (рис. 1.13), которые характеризуют упор, момент и КПД при различных режимах работы винта. Значения K_T и K_Q имеют наибольшее значение при $J = 0$ (швартовный режим), поскольку углы атаки элементов лопасти достигают при этом максимальных величин. КПД имеет нулевое значение при $J = 0$, поскольку отсутствует перемещение винта. С увеличением J возрастают углы индуктивной поступи β_I на всех элементах лопасти и соответственно уменьшается их угол атаки α_I , что приводит к уменьшению сил, действующих на каждом элементе лопасти, а следовательно, — к снижению коэффициентов K_T и K_Q . Динамические характеристики винта с увеличением J изменяются таким образом, что при некотором значении $J = J_1$ коэффициент упора K_T обращается в нуль при положительном значении коэффициента момента K_Q , т. е. $T = 0$, а $Q \neq 0$. Режим нулевого упора элемента лопасти $dT = 0$ определяется условием, когда $dY \cos \beta_I = dX \sin \beta_I$ (рис. 1.14, а). КПД при режиме нулевого упора равен нулю. Шагом нулевого упора P_1 или «гидродинамическим» шагом называется путь, проходимый винтом за оборот в осевом направлении при режиме нулевого упора. Обычно $P_1 > P$. Соответственно $J = P_1/D$ называется шагом или отношением нулевого упора или гидродинамическим шагом отношением. При нулевом угле атаки ($\alpha_I = \alpha_0 = 0$; $J = J_0$) на элементе лопасти не создается подъемная сила ($dY = 0$). В этом случае элемент работает на режиме нулевой подъемной силы (рис. 1.14, б); при этом режиме упор его отрицателен. Поступь J_0 называют поступью нулевой подъемной силы, а линейную поступь P_0 — шагом нулевой подъемной силы. Дальнейшее увеличение относительной поступи винта ведет к изменению знака C_Y и увеличению отрицательного упора. При некотором значении $J = J_2$ K_Q обращается в нуль (рис. 1.13). Этот режим называется режимом нулевого момента. Для этого режима справедливо равенство $dY \sin \beta_I = dX \cos \beta_I$ при $dY < 0$ (рис. 1.14, в). Линейная поступь P_2 называется шагом нулевого момента (обычно $P_2 >$

$> P_0 > P_1$). Значение $J_2 = P_2/D$ называется шаговым отношением нулевого момента, причем $P_2 D > P_1/D$. При $J > J_2$ коэффициент момента становится отрицательным ($K_Q < 0$), элементом лопасти создается момент, направленный в сторону вращения винта, т. е. $dQ < 0$.

В диапазоне относительных поступей $0 < J < J_1$ гребной винт работает как двигатель, создающий положительный упор. При $J > J_2$ винт работает в турбинном режиме, создавая вращающий момент. При $J_1 < J < J_2$ винт не может использоваться ни как двигатель ($T < 0$), ни как турбина ($Q > 0$).

Протяженность области $P_2 - P_1$ зависит от величины обратного качества элемента лопасти (увеличивается с ростом ε).

ВИХРЕВАЯ ТЕОРИЯ ГРЕБНОГО ВИНТА, РАБОТАЮЩЕГО В ОДНОРОДНОМ ПОТОКЕ

§ 5. ВИХРЕВАЯ ТЕОРИЯ ГРЕБНОГО ВИНТА

Из гидромеханики известно, что взаимодействие жидкости с движущимся в ней телом может быть описано с использованием системы гидродинамических особенностей; в частности, при анализе гидродинамических явлений, характеризующихся наличием циркуляции скорости в жидкости, удобно воспользоваться вихревыми особенностями. Интенсивность и расположение вихрей в пространстве определяются теоремами гидромеханики о вихрях и принятой вихревой моделью. Теория, в которой гидродинамика гребного винта изучается на основе вихревых моделей, назы-

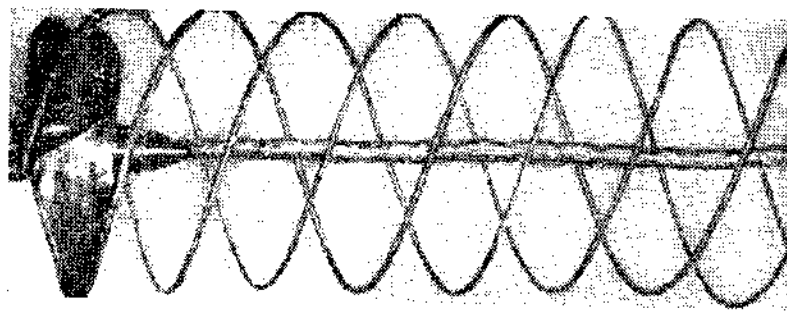


Рис. 11.1. Визуализация осевого и концевых вихрей гребного винта в кавитационной трубе.

вается вихревой теорией гребного винта. При этом обычно предполагается, что жидкость невязкая и несжимаемая.

Основы вихревой теории гребного винта были заложены Н. Е. Жуковским в 1912—1918 гг. [27]. Толчком к построению вихревой теории послужили фотографии кавитирующих концевых и осевого вихрей гребного винта. Аналогичная фотография, демонстрирующая вихревую систему гребного винта, приведена на рис. 11.1. Н. Е. Жуковский исследовал вихревую модель гребного винта, состоящую из Z присоединенных симметрично расположенных радиальных вихрей постоянной интенсивности Γ , заменяющих его лопасти, Z свободных полубесконечных винтовых вихрей, сходящихся с концов присоединенных вихрей и имеющих ту же интенсивность

Γ , и осевой свободный полубесконечный вихрь интенсивности $Z\Gamma$ (рис. 11.2, а)¹. Такая вихревая модель получила название винта НЕЖ. Изучая скорости, вызванные этим винтом, Н. Е. Жуковский рассмотрел только их средние по окружности значения.

В дальнейшем были построены и изучены вихревые модели винта, в которых каждая лопасть заменяется одним присоединенным вихрем с переменной вдоль радиуса циркуляцией (см. рис. 11.2, б, в). Указанные модели (см. рис. 11.2, а, б, в) являются основой вихревой теории несущей линии гребного винта. Эта теория оказывается достаточной для определения вызванных скоростей, а также сил и моментов, возникающих на узлолопастных винтах типа авиационных. Для изучения относительно широколопастных судовых гребных винтов необходимо привлечение вихревой модели и теории несущей поверхности (рис. 11.2, г). В этой модели каждая ло-

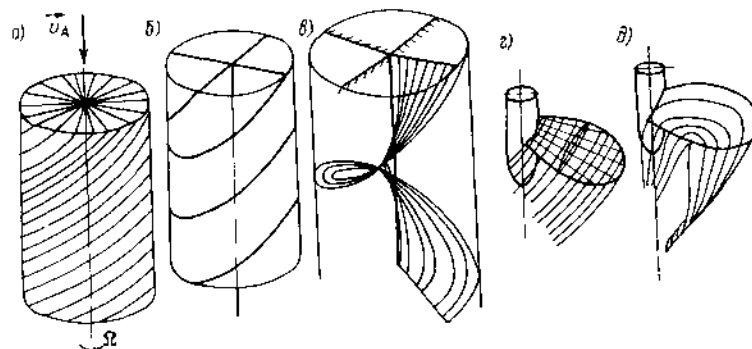


Рис. 11.2. Вихревые модели гребного винта: а — винт НЕЖ с бесконечно большим числом лопастей; б — винт НЕЖ с конечным числом лопастей; в — винт с переменной вдоль радиуса циркуляцией; г — вихревая модель несущей поверхности (линейная теория); д — вихревая модель нелинейной теории.

пасть гребного винта заменяется системой присоединенных вихрей, имеющих переменную вдоль радиуса и хорды цилиндрических сечений интенсивность. В каждой точке присоединенных вихрей начинается полубесконечный винтовой свободный вихрь, имеющий интенсивность, равную изменению интенсивности присоединенного вихря.

Заметим, что вихревые модели нестационарного обтекания лопастей (см. § 18) дополнительно включают свободные продольные вихри, появление которых обусловлено изменением во времени интенсивности присоединенных вихрей.

В зависимости от принятия того или иного допущения о порядке величин вызванных скоростей гребного винта различают теории слабонагруженного, умереннонагруженного и тяжело нагруженного гребного винта.

В теории слабонагруженного гребного винта, являющейся линейной, принимается допущение о том, что вызванные скорости пренебрежимо малы по сравнению с величиной переносной скорости $v_E = \sqrt{v_A^2 + (\Omega r)^2}$. Это допущение используется при построении модели вихревых теорий гребного винта и выводе интеграла Бернулли (табл. 11.1). Следствием принятия такого допущения является то, что пелена свободных вихрей образует правильную винтовую поверхность, имеющую шаг $P = 2\pi r \operatorname{tg} \beta = 2\pi v_A / \Omega$.

В вихревой теории умереннонагруженного гребного винта форма пелены свободных вихрей определяется с учетом вызванных скоростей. В этой теории используется допущение о том, что квадраты вызванных скоростей пренебрежимо малы по сравнению с величиной v_E^2 (при этом сами вызванные скорости не отбрасываются). В вихре-

¹ В соответствии со своим определением, присоединенным вихрем называется вихрь, на котором при взаимодействии с жидкостью развивается сила; на свободных вихрях сил не возникает.

Т а б л и ц а II.1. Вихревые теории гребного винта

Характеристики вихревых моделей	Линейная теория		Нелинейная теория	
	слабая		тяжелая	
	Нагрузка винта умеренная		Нагрузка винта умеренная	
Порядок величины вызванной скорости	$\frac{ \vec{\omega} }{ \vec{v}_E } \ll \frac{ \vec{v}_E }{ \vec{\omega} }$, пренебрежение $ \vec{\omega} $ по сравнению с $ \vec{v}_E $	$\frac{ \vec{\omega} }{ \vec{v}_E } \ll \frac{ \vec{v}_E }{ \vec{\omega} }$, пренебрежение $ \vec{v}_E $ по сравнению с $ \vec{\omega} $	$\frac{ \vec{\omega} }{ \vec{v}_E }$ и $\frac{ \vec{v}_E }{ \vec{\omega} }$ одного порядка	
Расположение присоединенных вихрей	Перпендикулярно к \vec{v}_E	Перпендикулярно к \vec{v}_R	По срединной поверхности лопасти либо (при учете ее толщины) по поверхности лопасти перпендикулярно к полному вектору местной скорости	
Расположение свободных вихрей	Правильные винтовые линии с шаговым углом β	Правильные винтовые линии с шаговым углом β_f	Вдоль линий тока, найденных с учетом вызванных скоростей	
Учет влияния толщины	По теории тонкого тела, т. е. путем распределения источников и стоков по опорной поверхности		Автоматически в том случае, если вихри расположены на поверхности лопасти	
Интеграл Бернулли в связанной с лопастями системе координат	$\frac{p-p_0}{\rho} = \vec{\omega} \cdot \vec{v}_E$	$\frac{p-p_0}{\rho} = \vec{\omega} \cdot \vec{v}_R$	$\frac{p-p_0}{\rho} = \vec{\omega} \cdot \left(\vec{v}_E - \frac{\vec{\omega}}{2} \right)$	
Интеграл Лагранжа в системе координат, относительно движущейся с винтом	$\frac{p-p_0}{\rho} = \frac{\partial \Phi}{\partial t} + v_A \frac{\partial \Phi}{\partial x}$	$\frac{p-p_0}{\rho} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t}$	$\frac{p-p_0}{\rho} = -\frac{\partial \Phi}{\partial t} + v_A \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \vec{\omega}^2$	

вых моделях умереннонагруженного гребного винта допускается изменение шага свободных вихрей вдоль радиуса, но считается, что шаг и отстояние от оси винта этих вихрей вдоль оси не изменяются.

В теории тяжело нагруженного гребного винта не делается предположений относительно величин вызванных скоростей — они полностью учитываются при построении вихревой модели и при вычислении сил, действующих на лопасть. Пелена свободных вихрей, построенная с полным учетом вызванных скоростей, образует неправильную винтовую поверхность, сворачивающуюся у краев (рис. II.2, д). Теория тяжело нагруженного гребного винта является нелинейной. В пределах этой теории присоединенные вихри могут располагаться на срединной поверхности лопасти (если их толщина достаточно мала) либо по поверхности лопастей. В последнем случае телесность лопастей учитывается автоматически.

Основные теоремы и соотношения вихревой теории. Обозначим через \vec{v}_R вектор относительной скорости, через $\vec{v}_E = \vec{v}_A + \vec{\Omega} \times \vec{r}$ — вектор переносной скорости, а через $\vec{\omega}$ — вектор абсолютной (вызванной) скорости. Тогда уравнение абсолютного движения жидкости в связанной с винтом подвижной системе координат можно записать в виде (без учета сил гравитации)

$$\frac{d\vec{\omega}}{dt} - \vec{v}_R \times \text{rot } \vec{\omega} = -\text{grad} [p/\rho + \vec{\omega} \cdot (\vec{\omega}/2 - \vec{v}_E)]. \quad (\text{II.1})$$

Приведем следующие основные теоремы вихревой теории гребного винта.

Т е о р е м а 1. Линии вихрей абсолютного движения жидкости располагаются вне лопастей вдоль линий тока относительного движения. Принимается, что движение жидкости в связанной системе координат стационарно, т. е. $\partial \vec{\omega} / \partial t = 0$. Вдоль линий тока трехчлен в квадратных скобках равен постоянной, не зависящей от линии тока, и $\vec{v}_R \times \text{rot } \vec{\omega} = 0$. Последнее выражение есть математическая формулировка указанной теоремы о вихрях.

Таким образом, на рис. II.1 видны линии тока относительного движения, вдоль которых движутся воздушные пузырьки, втянутые низким давлением в область ядер вихрей.

Т е о р е м а 2. Суммарная интенсивность свободных вихрей, сошедших с лопасти между сечениями на радиусах r_1 и r_2 , равна разности циркуляций вокруг лопасти на этих радиусах

$$\int_{l_1}^{l_2} \gamma_f dl = \Gamma(r_2) - \Gamma(r_1). \quad (\text{II.2})$$

Здесь γ_f — интенсивность свободных вихрей в точках задней кромки лопасти; dl — элемент дуги задней кромки. Устремляя расстояние между сечениями к нулю и вводя векторные величины, можно получить

$$\vec{\gamma}_f \vec{\tau}_f = -\frac{d\Gamma(l)}{dl} \quad \text{или} \quad \gamma_f = -\frac{d\Gamma(l_1)}{dl_1}, \quad (\text{II.3})$$

где $\vec{\tau}_f$ — единичный вектор, перпендикулярный к линии задней кромки, dl_1 — дифференциал дуги, касательная к которой перпендикулярна к вектору $\vec{\gamma}_f$ в точке на линии задней кромки (рис. II.3). Формула (II.3) справедлива для всех вихревых моделей гребного винта. Для моделей слабо- или умереннонагруженной несущей линии и несущей поверхности гребного винта она переходит в формулу

$$\gamma_f(r) = -\frac{d\Gamma}{dr}. \quad (\text{II.4})$$

Теорема 3. Циркуляция скорости вокруг лопасти на данном радиусе $\Gamma(r)$ связана с величиной средней окружной вызванной скорости ω_0 зависимостью

$$Z\Gamma(r) = r_1 \int_0^{2\pi} \omega_\theta d\theta = 2\pi r_1 \bar{\omega}_\theta(r_1), \quad (11.5)$$

где точки $M(r, \theta)$ и $N(r_1, \theta_1)$ лежат на одной линии тока (вихревой линии) (рис. 11.4). Для слабо- или умереннонагруженного гребного винта предполагается, что $r = r_1$.

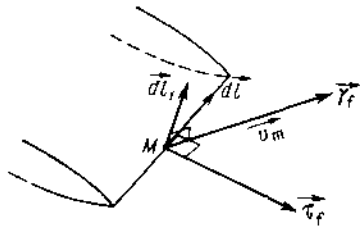


Рис. 11.3. Векторы скорости и завихренности в точке на задней кромке лопасти.

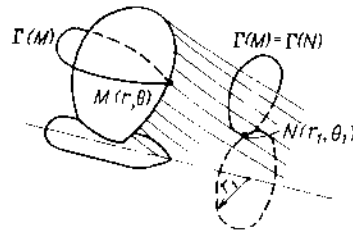


Рис. 11.4. К связи между циркуляцией около лопасти и средней окружной вызванной скоростью.

§ 6. ВИХРЕВАЯ ТЕОРИЯ НЕСУЩЕЙ ЛИНИИ

Вихревая теория несущей линии строится на предположении о том, что каждая лопасть заменяется одним радиальным вихрем. При этом линии тока жидкости оказываются лежащими на поверхностях соосных с винтом цилиндров (для слабо- и умереннонагруженного движителя). Гидродинамическое влияние соседних сечений на обтекание некоторого выделенного цилиндрического сечения проявляется, как и в теории несущей линии крыла конечного размаха, через индуктивный снос потока, одинаковый для всего сечения. Величина этого сноса определяется путем вычисления вызванных скоростей от всей вихревой системы в точках, принадлежащих несущему вихрю. При этом вычислять скорости от самого несущего вихря не требуется.

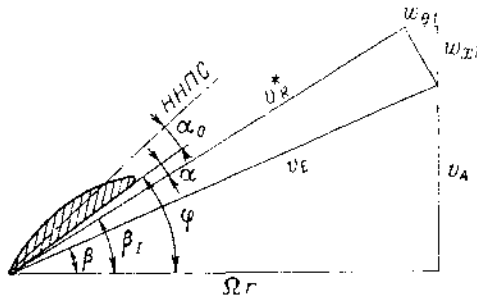


Рис. 11.5. План скоростей на элементе лопасти в соответствии с вихревой теорией несущей линии.

а угол атаки равен $\alpha_i = \alpha_0 - \beta_i$ при угле индуктивного сноса $\beta_i = \beta$ (рис. 11.5), Подъемная сила, развиваемая на профиле, имеющем хорду b в размах dr , равна

$$dY = \frac{1}{2} \rho C_Y v_R^2 b dr. \quad (11.6)$$

Здесь коэффициент подъемной силы определяется по формуле

$$C_Y = \frac{dC_Y}{d\alpha} (\alpha + \alpha_0), \quad (11.7)$$

где $dC_Y/d\alpha$ и α_0 — градиент и угол нулевой подъемной силы профиля в плоском потоке.

Поскольку вызванные скорости определяют значение α , их вычисление является одной из главных задач теории несущей линии гребного винта. Определение вызванных скоростей в произвольной точке пространства может быть необходимым при решении задач взаимодействия гребного винта с окружающими его телами.

Определение вызванных скоростей слабонагруженного гребного винта. Примем, что распределение циркуляции вдоль присоединенных вихрей, заменяющих лопасти, описывается функцией $\Gamma(r)$. С каждой точки радиально направленного присоединенного вихря сходит полубесконечный винтовой вихрь, интенсивность которого определяется по формуле (11.4) (см. рис. 11.2, б). Вся совокупность свободных вихрей лопасти образует правильную винтовую поверхность шага $2\pi r/\Omega$. Вызванные скорости в произвольной точке пространства в связанной с винтом системе координат могут быть вычислены по следующим формулам, полученным с использованием формулы Био—Савара¹:

$$\omega_x(x, r, \theta) = \frac{1}{4\pi} \sum_{k=0}^{Z-1} \int_0^R \Gamma(r') \frac{r \sin(\theta - \chi_{hk})}{S_{1k}^3} dr' - \frac{1}{4\pi} \sum_{k=0}^{Z-1} \int_0^R \frac{d\Gamma}{dr'} r' \int_0^\infty \frac{r' - r \cos(\theta - \theta' - \chi_{hk})}{S_{2R}^3} d\theta' dr'; \quad (11.8)$$

$$\omega_\theta(x, r, \theta) = -\frac{1}{4\pi} \sum_{k=0}^{Z-1} \int_0^R \Gamma(r') \frac{x \cos(\theta - \chi_{hk})}{S_{1k}^3} dr' - \frac{1}{4\pi} \sum_{k=0}^{Z-1} \int_0^R \frac{d\Gamma}{dr'} r' \times \int_0^\infty \frac{\text{tg } \beta [r - r' \cos(\theta - \theta' - \chi_{hk})] - (x - r'\theta' \text{tg } \beta) \sin(\theta - \theta' - \chi_{hk})}{S_{2k}^3} d\theta' dr'; \quad (11.9)$$

$$\omega_r(x, r, \theta) = -\frac{1}{4\pi} \sum_{k=0}^{Z-1} \int_0^R \Gamma(r') \frac{x \sin(\theta - \chi_{hk})}{S_{1k}^3} dr' - \frac{1}{4\pi} \sum_{k=0}^{Z-1} \int_0^R \frac{d\Gamma}{dr'} r' \times \int_0^\infty \frac{(x - r'\theta' \text{tg } \beta) \cos(\theta - \theta' - \chi_{hk}) - r' \text{tg } \beta \sin(\theta - \theta' - \chi_{hk})}{S_{2k}^3} d\theta' dr', \quad (11.10)$$

где $S_{1k} = [r^2 + r'^2 - 2r'r \cos(\theta - \chi_{hk}) + x^2]^{1/2}$;

$$S_{2k} = [r^2 + r'^2 - 2r'r \cos(\theta - \theta' - \chi_{hk}) + (x - r'\theta' \text{tg } \beta)^2]^{1/2},$$

а значение $\text{tg } \beta$ берется на радиусе r' .

В формулах (11.8)—(11.10) первые слагаемые соответствуют присоединенным вихрям, а вторые — полубесконечным свободным.

Вызванные скорости винта обладают следующими свойствами:

¹ Без учета ступицы.

1. Вызванные скорости от присоединенных вихрей равны нулю на больших расстояниях от диска винта, в точках на несущих вихрях (от соседних присоединенных вихрей), а также в диске винта в точках посередине между присоединенными вихрями.

2. Осевая и окружная вызванные скорости в точке на присоединенном вихре равны половинам соответствующих скоростей в точке на пелене далеко на бесконечности за винтом при условии, что обе точки лежат на одинаковом расстоянии от оси.

3. Далеко на бесконечности за винтом течение носит двумерный характер, так как зависит только от двух переменных: r и ξ — $0 = \Omega x/v_A$. В частности, потенциал вызванной скорости от Z бесконечных винтовых вихрей единичной напряженности и радиуса r' равен

$$\Phi(\mu, \xi) = \begin{cases} \frac{Z}{2} - \frac{Z\mu}{2\pi} - \frac{\mu'Z}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} I'_{kZ} (kZ\mu') K_{kZ} (kZ\mu) \sin kZ\xi & \text{для } \mu > \mu' \text{ (внешнее поле);} \\ -\frac{Z\mu'}{2\pi r'} - \frac{\mu'Z}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} K'_{kZ} (kZ\mu') I_{kZ} (kZ\mu) \sin kZ\xi & \text{для } \mu < \mu' \text{ (внутреннее поле),} \end{cases} \quad (11.11)$$

где $\mu' = \Omega r'/v_A$; $\mu = \Omega r/v_A$; I_{kZ} , K_{kZ} — модифицированные функции Бесселя [21].

Анализ формул (11.11) показывает, что осевая и окружная вызванные на бесконечности скорости являются четными, а радиальная скорость — нечетной функцией переменной ξ ; в точках вихревой пелены радиальная вызванная скорость равна нулю.

4. В точках на присоединенном вихре и на пелене далеко на бесконечности за винтом вектор вызванной скорости без учета радиальной составляющей перпендикулярен к поверхности пелены:

$$\omega_{\theta}(0, r, 0)/\omega_x(0, r, 0) = -\operatorname{tg} \beta. \quad (11.12)$$

5. Скорость вблизи свободного винтового вихря может быть представлена в виде суммы регулярной и особой составляющих. Последняя стремится к бесконечности при приближении к вихрю и состоит из двух частей: соответствующей прямолинейному вихрю, касательному к винтовому, и логарифмической, пропорциональной кривизне винтового вихря.

Средние по окружности вызванные скорости слабоагруженного гребного винта могут быть вычислены по формулам, приведенным в работе [87]. Они используются при расчетах соосных гребных винтов, винтов в насадках и т. п.

Средние по окружности скорости имеют (помимо вышеперечисленных) следующие свойства:

1. Средние по окружности вызванные скорости Z -лопастного винта с распределением циркуляции вдоль радиуса $\Gamma(r)$ равны вызванным скоростям от бесконечнолопастного винта с тем же распределением $Z\Gamma(r)$ вдоль радиуса.

2. Осевая и радиальная средние вызванные скорости от присоединенных вихрей всюду равны нулю.

3. Окружная средняя вызванная скорость от присоединенных вихрей антисимметрична относительно плоскости диска винта, при переходе через диск терлит разрыв, а в точках самого диска она равна нулю; полная окружная вызванная скорость равна нулю всюду вне струи винта.

4. Средняя осевая вызванная скорость в точках вне струи винта антисимметрична относительно диска винта.

5. Средняя радиальная вызванная скорость симметрична относительно диска винта.

6. В случае, если циркуляция на конце лопасти не равна нулю [$\Gamma(R) = \Gamma_1 \neq 0$], осевая вызванная скорость терлит скачок, равный $Z\Gamma_1\Omega/(2\pi v_A)$, при переходе через границу струи.

7. Для случая постоянного вдоль радиуса распределения циркуляции осевая и радиальная скорости соответствуют вызванным скоростям слабоагруженного идеального движителя (см. § 2).

В табл. II.2 и II.3 приведены значения средних по окружности и радиальной вызванных скоростей винта с переменным распределением циркуляции, близким к оптимальному:

$$\bar{\Gamma} = \Gamma/(v_A R) = A\bar{r} \sqrt{1 - \bar{r}}. \quad (11.13)$$

Для принятого закона распределения циркуляции постоянная

$$A = \frac{105}{32} \pi \lambda_1 C_{TI} / Z, \quad (11.14)$$

где C_{TI} — коэффициент нагрузки по упору слабоагруженного винта,

$$C_{TI} = \frac{2Z}{\pi \lambda_1} \int_0^1 \bar{\Gamma}(r) \bar{r} d\bar{r}.$$

На рис. II.6 приведены эюры распределения осевых и радиальных осредненных по окружности вызванных скоростей. Видно, что в точках вне струи вызванные скорости практически не зависят от закона распределения циркуляции вдоль радиуса.

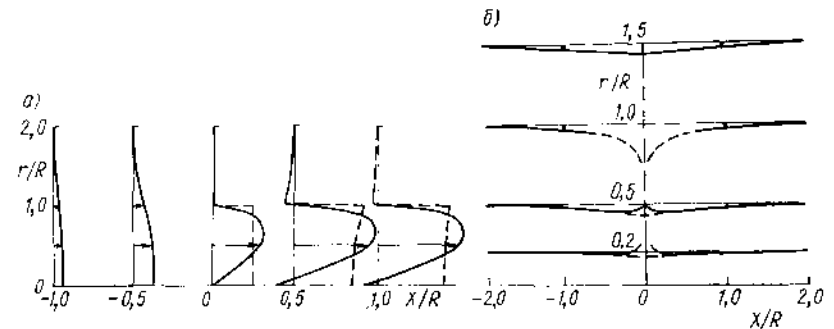


Рис. II.6. Эюры распределения средних по окружности вызванных скоростей винта: а — осевые вызванные скорости; б — радиальные вызванные скорости.

— — переменное распределение циркуляции; - - - - постоянное распределение циркуляции.

Скорости на несущем вихре могут быть вычислены с помощью формул (II.8), (II.9), (II.10). При этом в соответствии со свойством (1) вызванных скоростей необходимо лишь вычислить скорости от полубесконечных свободных вихрей. Свойство (5) позволяет представить скорость от винтового вихря через скорость от прямолинейного вихря, касательного винтовому. С учетом этого свойства Моррия и Кавада ввели понятие факторов индукции i_a и i_t , равных отношению скоростей, индуцированных полубесконечным винтовым вихрем, к половинам соответствующих скоростей, индуцированных бесконечным прямолинейным вихрем, проходящим касательно к винтовому. С использованием факторов индукции вызванные осевые и окружные скорости на несущем вихре могут быть вычислены по формулам (без учета влияния ступицы)

$$\omega_{x1}(r) = \frac{-1}{4\pi} \int_0^R \frac{d\Gamma}{dr'} \frac{i_a}{r-r'} dr'; \quad (11.15)$$

$$\omega_{\theta 1}(r) = \frac{-1}{4\pi} \int_0^R \frac{d\Gamma}{dr'} \frac{i_t}{r-r'} dr'. \quad (11.16)$$

454 Таблица 11.2. Средняя по окружности осевая вызванная скорость $\bar{\omega}_x(x, \bar{r})/(v_{AC71})$ винта с переменным распределением циркуляции

r/R	x/R										
	-∞	-2,0	-1,0	-0,5	-0,1	0	0,1	0,5	1,0	2,0	∞
0	0	0,026	0,072	0,130	0,122	0	-0,122	-0,130	-0,072	-0,026	0
0,1	0	0,026	0,072	0,130	0,136	0,078	0,020	0,026	0,084	0,130	0,156
0,2	0	0,026	0,072	0,131	0,165	0,147	0,128	0,163	0,222	0,268	0,294
0,3	0	0,026	0,070	0,131	0,197	0,206	0,215	0,281	0,342	0,386	0,412
0,4	0	0,025	0,068	0,129	0,224	0,254	0,285	0,379	0,440	0,483	0,508
0,5	0	0,025	0,066	0,126	0,242	0,290	0,338	0,454	0,515	0,555	0,580
0,6	0	0,024	0,062	0,119	0,250	0,311	0,373	0,503	0,561	0,598	0,622
0,7	0	0,023	0,058	0,110	0,242	0,315	0,387	0,519	0,571	0,606	0,630
0,8	0	0,022	0,054	0,098	0,215	0,293	0,372	0,489	0,533	0,564	0,586
0,9	0	0,022	0,050	0,085	0,162	0,233	0,305	0,382	0,417	0,445	0,466
1,0	0	0,021	0,045	0,070	0,088	0	-0,088	-0,070	-0,045	-0,021	0
1,1	0	0,020	0,040	0,057	0,040	0	-0,040	-0,057	-0,040	-0,020	0
1,2	0	0,019	0,036	0,046	0,022	0	-0,022	-0,046	-0,036	-0,019	0
1,5	0	0,016	0,025	0,023	0,007	0	-0,007	-0,023	-0,025	-0,016	0
2,0	0	0,011	0,013	0,009	0,002	0	-0,002	-0,009	-0,013	-0,011	0
3,0	0	0,005	0,004	0,003	0,001	0	-0,001	-0,003	-0,004	-0,005	0
5,0	0	0,002	0,001	0,001	0,000	0	-0,000	-0,001	-0,001	-0,002	0

Таблица 11.3. Средняя по окружности радиальная вызванная скорость $\bar{\omega}_r(x, \bar{r})/(v_{AC71})$ винта с переменным распределением циркуляции

r/R	x/R										
	0	±0,05	±0,1	±0,2	±0,4	±0,6	±0,8	±1,0	±1,5	±2	±∞
0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
0,1	0,060	0,036	0,020	0,004	-0,006	-0,007	-0,005	-0,004	-0,002	0	0
0,2	0,075	0,044	0,025	0,002	-0,013	-0,014	-0,011	-0,009	-0,004	-0,002	0
0,3	0,056	0,032	0,014	-0,008	-0,022	-0,021	-0,017	-0,013	-0,006	-0,003	0
0,4	0,025	0,006	-0,008	-0,025	-0,033	-0,029	-0,022	-0,017	-0,008	-0,004	0
0,5	-0,015	-0,031	-0,040	-0,048	-0,046	-0,037	-0,027	-0,020	-0,010	-0,005	0
0,6	-0,075	-0,077	-0,078	-0,075	-0,060	-0,044	-0,032	-0,024	-0,011	-0,006	0
0,7	-0,140	-0,128	-0,121	-0,103	-0,072	-0,051	-0,037	-0,027	-0,013	-0,007	0
0,8	-0,212	-0,183	-0,163	-0,128	-0,083	-0,056	-0,040	-0,029	-0,014	-0,008	0
0,9	-0,278	-0,234	-0,196	-0,144	-0,088	-0,059	-0,042	-0,031	-0,015	-0,008	0
1,0	-∞	-0,238	-0,194	-0,142	-0,089	-0,060	-0,043	-0,032	-0,016	-0,009	0
1,1	-0,175	-0,167	-0,155	-0,126	-0,084	-0,059	-0,043	-0,032	-0,017	-0,009	0
1,2	-0,132	-0,125	-0,120	-0,106	-0,078	-0,057	-0,042	-0,032	-0,017	-0,010	0
1,5	-0,069	-0,068	-0,067	-0,064	-0,055	-0,045	-0,036	-0,029	-0,017	-0,010	0
2,0	-0,036	-0,035	-0,034	-0,034	-0,032	-0,029	-0,025	-0,022	-0,015	-0,010	0
3,0	-0,014	-0,014	-0,014	-0,014	-0,014	-0,014	-0,013	-0,012	-0,010	-0,008	0
5,0	-0,005	-0,005	-0,005	-0,005	-0,005	-0,005	-0,005	-0,005	-0,004	-0,004	0

Здесь i_a, i_t — соответственно осевой и окружной факторы индукции, являющиеся непрерывными неотрицательными функциями аргументов $r/r', Z, \lg \beta$. При $r/r' \rightarrow 1$: $i_t \rightarrow \sin \beta$; $i_a \rightarrow \cos \beta$.

Производные факторов индукции по радиальной координате имеют в точке $r = r'$ логарифмическую особенность, т. е. не являются непрерывными функциями.

В силу перпендикулярности вектора вызванной скорости к вихревой петле (свойство 4) между окружным и осевым факторами индукции существует связь

$$i_t = i_a \lg \beta - Z (r'/r - 1). \quad (11.17)$$

Для окружного фактора индукции справедливо приближенное равенство [3]

$$i_t = \begin{cases} Z(1 - r'/r)(1 + F), & r > r'; \\ -Z(1 - r'/r)F, & r < r', \end{cases} \quad (11.18)$$

$$\text{где } F = \sqrt{\frac{1 + \mu'^2}{1 + \mu^2}} \left[\frac{1}{1 - q} - 1 + \frac{\sin \beta \cos^2 \beta}{2Z} \ln(1 - q) \right]; \quad q = \exp\{-Z|y - y'\};$$

$$y = \sqrt{1 + \mu^2} - \frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{1 + \mu^2} + 1}{\sqrt{1 + \mu^2} - 1}; \quad y' = \sqrt{1 + \mu'^2} - \frac{1}{2} \ln \frac{\sqrt{1 + \mu'^2} + 1}{\sqrt{1 + \mu'^2} - 1}.$$

Более громоздкие и точные формулы для фактора индукции имеют вид [3]

$$i_t = \begin{cases} Z(1 - r'/r)(1 + 2\mu'ZF_{1,2}), & r > r'; \\ 2Z^2(1 - r'/r)\mu'F_{1,2}, & r < r', \end{cases} \quad (11.18a)$$

$$\text{где } F_{1,2} = \frac{\text{sign}(r - r')}{2Z\mu'} \left(\frac{u'}{u}\right)^{1/2} \left[\frac{1}{v - 1} - \frac{\text{sign}(r - r')}{24Z} \left(\frac{9\mu'^2 + 2}{u'^3} + \frac{3\mu^2 - 2}{u^3} \right) \times \right. \\ \left. \times \ln \left(1 + \frac{1}{v - 1} \right) \right];$$

$$\text{sign}(r - r') = \begin{cases} 1, & r > r'; \\ -1, & r < r'; \end{cases}$$

$$u = \sqrt{1 + \mu^2}; \quad u' = \sqrt{1 + \mu'^2};$$

$$v = \left(\frac{u - 1}{\mu} \frac{\mu'}{u' - 1} \right)^Z \text{sign}(r - r') \exp\{Z|u - u'|\}.$$

Подынтегральные функции в формулах (11.15) и (11.16) обращаются в бесконечность при $r' = r$, и соответствующие интегралы являются сингулярными. Тем не менее эти интегралы имеют конечные значения, если их понимать в смысле Коши. При вычислении таких интегралов целесообразно использовать квадратурные формулы для сингулярных интегралов, полученные А. А. Корнейчуком [40, 59]. При учете ступицы можно приближенно считать, что она имеет цилиндрическую форму и бесконечную длину. Вызванные скорости в точках на несущем вихре в этом случае вычисляются по формулам [3]

$$\omega_{x1}(r) = \frac{-1}{4\pi} \int_{r_H}^R \frac{d\Gamma}{dr'} \frac{i'_a}{r - r'} dr'; \quad (11.19)$$

$$\omega_{\theta 1}(r) = \frac{-1}{4\pi} \int_{r_H}^R \frac{d\Gamma}{dr'} \frac{i'_t}{r - r'} dr' - \frac{Z\Gamma(r_H)}{4\pi r}, \quad (11.20)$$

где r_H — радиус ступицы, i'_a, i'_t — обобщенные факторы индукции, учитывающие условие непротекания через поверхность ступицы. Окружной обобщенный фактор индукции вычисляется по формуле

$$i'_t = i_t + \delta i_t =$$

$$= i_t - Z \left(1 - \frac{r'}{r} \right) \sqrt{\frac{1 + \mu'^2}{1 + \mu^2}} \{ 1 - 1/[1 - \exp\{-Z(y + y' - 2y_H)\}] \}, \quad (11.21)$$

где $y_H = \sqrt{1 + \mu_H^2} - \frac{1}{2} \ln(\sqrt{1 + \mu_H^2} + 1) + \frac{1}{2} \ln(\sqrt{1 + \mu_H^2} - 1)$; $\mu_H = \Omega r_H / v_A$. Связь между обобщенными осевым и окружным факторами индукции дается формулой (11.17).

Определение вызванных скоростей умереннонагруженного гребного винта. Если нагрузка гребного винта умеренная, то при определении шага свободных вихрей $P(r')$ следует учитывать вызванные скорости:

$$P(r') = 2\pi r' \lg \beta_I = 2\pi r' [v_A + \omega_{x1}(r')]/[\Omega r - \omega_{\theta 1}(r')]. \quad (11.22)$$

Из формулы (11.22) видно, что в общем случае шаг свободных вихрей умереннонагруженного винта изменяется вдоль радиуса. При этом вектор вызванной скорости оказывается перпендикулярным к вихревой поверхности. В частном случае, когда шаг свободных вихрей умереннонагруженного винта постоянен вдоль радиуса (оптимальный винт, см. § 9) свойство перпендикулярности сохраняется.

Использование формул (11.8), (11.9), (11.11), (11.15) — (11.21) допустимо и для случая умеренной нагрузки, если в них угол β заменить на угол β_I , определенный из формулы (11.22), а вместо v_A и Ωr подставить величины $v_A + \omega_{x1}$ и $\Omega r - \omega_{\theta 1}$ соответственно.

Представление функции распределения циркуляции Выражения (11.19) и (11.20) могут быть представлены в следующем безразмерном виде:

$$\frac{\omega_{x1}(x)}{v_A} = \frac{-1}{1 - \bar{r}_H} \int_{-1}^{+1} \frac{dG_A}{dx'} \frac{i'_a}{x - x'} dx'; \quad (11.23)$$

$$\frac{\omega_{\theta 1}(x)}{v_A} = \frac{-1}{1 - \bar{r}_H} \int_{-1}^{+1} \frac{dG_A}{dx'} \frac{i'_t}{x - x'} dx' - \frac{ZG_A(-1)}{2\bar{r}}, \quad (11.24)$$

где $\bar{r}_H = r_H/R$; $x = (2\bar{r} - 1 - \bar{r}_H)/(1 - \bar{r}_H)$; $G_A = \Gamma/(\pi D v_A)$. Здесь безразмерная переменная x введена таким образом, чтобы ступице ($\bar{r} = \bar{r}_H$) соответствовало значение $x = -1$, а концу лопасти ($\bar{r} = 1$) — значение $x = +1$.

Если функция распределения циркуляции G_A задана, то вычисление вызванных скоростей по формулам (11.23) и (11.24) связано с вычислением сингулярных интегралов типа Коши. Из теории таких интегралов известно, что для конечности их величин подынтегральная функция должна удовлетворять ряду требований. Применительно к рассматриваемому случаю этим требованиям удовлетворяет, в частности, следующий вид производной функции распределения циркуляции:

$$\frac{dG_A(x)}{dx} = (1 - x)^\alpha (1 + x)^\beta \sum_{n=0}^M a_n P_n^{(\alpha, \beta)}(x), \quad (11.25)$$

где $P_n^{(\alpha, \beta)}(x)$ — полином Якоби, ортогональный на промежутке $[-1, 1]$ с весом $(1 - x)^\alpha (1 + x)^\beta$. α и β — параметры, могущие принимать значения $\alpha, \beta = -1/2$ или $\alpha, \beta > 0$ [45].

На практике обычно принимается такое распределение циркуляции, при котором около конца лопасти ($\bar{r} \rightarrow 1$) производная циркуляции оказывается неограниченной (как у оптимального винта) или равной нулю. Из условия непротекания жидкости через поверхность, ступицы следует, что

$$\frac{dG_A}{dx} = 0 \quad \text{при} \quad x = -1 \quad (\bar{r} = \bar{r}_H). \quad (11.26)$$

Всем поставленным требованиям удовлетворяют следующие распределения производной циркуляции вдоль радиуса:

для неограниченного значения производной около конца лопасти ($\alpha = -1/2$, $\beta = 1/2$)

$$\frac{dG_A}{dx} = \sqrt{\frac{1+x}{1-x}} \sum_{n=0}^M a_n P_n^{(-1/2, 1/2)}(x) = \frac{1}{\sin \theta/2} \sum_{n=0}^M a'_n \cos \frac{2n+1}{2} \theta; \quad (11.27)$$

для нулевого значения производной около конца лопасти

$$\frac{dG_A}{dx} = \sqrt{1-x^2} \sum_{n=0}^M a_n P_n^{(1/2, 1/2)}(x) = \sum_{n=0}^M a'_n \sin(n+1)\theta, \quad (11.28)$$

где $\theta = \arccos x$. Формуле (11.27) соответствует распределение циркуляции

$$G_A(x) = -a_0 (\sqrt{1-x^2} + \arccos x) - \frac{1}{2} (1-x)^{1/2} (1+x)^{3/2} \sum_{n=1}^M \frac{a_n}{n} P_{n-1}^{(1/2, 3/2)}(x) =$$

$$= -\frac{a'_0}{4} (\sin \theta + \theta) - \frac{1}{2} \sum_{n=1}^M a'_n \left[\frac{\sin(n+2)\theta}{n} + \frac{\sin n\theta}{n} \right], \quad (11.29)$$

а формуле (11.28) —

$$G_A(x) = -\frac{a_0}{2} (\arccos x - x \sqrt{1-x^2}) - \frac{1}{2} (1-x^2)^{3/2} \sum_{n=1}^M \frac{a_n}{n} P_{n-1}^{(3/2, 3/2)}(x) =$$

$$= -\frac{a'_0}{4} (\sin 2\theta - 2\theta) + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^M a'_n \left[\frac{\sin(n+2)\theta}{n+2} - \frac{\sin n\theta}{n} \right]. \quad (11.30)$$

Интегрирующее уравнение теории несущей линии. Если функция распределения циркуляции вдоль радиуса неизвестна, то выражение (11.23) или (11.24) представляет собой интегрирующее уравнение относительно $G_A(x)$. Интегрирующее уравнение поверочного расчета умеренноагрессивного гребного винта строится на основе уравнения связи потока с лопастью

$$\Gamma(r) = \frac{1}{2} C_Y v_R^* b \quad (11.31)$$

с линейной зависимостью коэффициента подъемной силы C_Y от угла атаки (11.7).

Здесь $v_R^* = \sqrt{(v_A + w_{x1})^2 + (\Omega r - w_{\theta 1})^2}$ — скорость набегающего потока на профиль сечения лопасти (см. рис. 11.5).

Интегрирующее уравнение поверочного расчета имеет вид

$$G_A(x) = \frac{1}{2\pi} \frac{dC_Y}{dx} \frac{b}{D} \bar{v}_R^* \left[\varphi - \beta - \frac{w_{n1}(x)}{v_R^*} + \alpha_0 \right], \quad (11.32)$$

$$\text{где} \quad \frac{w_{n1}(x)}{v_R^*} = \frac{-1}{\bar{v}_R^* (1 - \bar{r}_H)} \int_{-1}^1 \frac{dG_A}{dx'} (i'_1 \sin \beta_1 - i'_2 \cos \beta_1) / (x - x') dx' =$$

$= ZG_A(\bar{r}_H) \sin \beta_1 / (2\bar{r} \bar{v}_R^*)$ — индуктивный скос потока; $\bar{v}_R^* = v_R/v_A$. Величина угла индуктивной поправки β_1 вычисляется в этом выражении на относительном радиусе \bar{r} , соответствующем значению переменной x .

§ 7. ТЕОРИЯ СТАЦИОНАРНОЙ НЕСУЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

В современных методах расчета гребных винтов теория несущей линии используется, как правило, лишь в качестве вспомогательного аппарата. Непосредственное применение теории несущей линии к судовым гребным винтам не может дать удовлетворительной точности из-за относительно большой ширины лопастей [4].

По указанной причине расчеты гребных винтов в настоящее время базируются на теории несущей поверхности.

До появления теории несущей поверхности и достаточно мощных ЭВМ влияние ширины лопасти учитывалось приближенно, путем введения поправок, основанных на расчетах нарастания вдоль оси вызванных скоростей идеального гребного винта (Э. Э. Палмель, Ф. Ф. Болотин) или полученных с помощью представления о решетке крыльев, эквивалентной рассматриваемому цилиндрическому сечению лопастей гребного винта (Н. И. Поляхов, И. А. Титов, Гутше).

Основы теории несущей поверхности гребного винта заложены в работах Г. И. Майкапара, Н. И. Поляхова, В. М. Лаврентьева, Спаренберга и др. (например, [44, 57, 102]). Широкое практическое применение методов несущей поверхности в расчетах гребных винтов началось после появления ЭВМ и связано с работами Людвиг и Гинцеля, Пиена, Моргана, Бреслина, В. Ф. Бавина [3, 93].

В теории несущей поверхности умеренноагрессивного гребного винта гидродинамические особенности, моделирующие обтекание лопасти, распределяются на опорной поверхности с шаговым углом β_1 ¹. На каждом цилиндрическом сечении опорной поверхности вводится система координат F_I (рис. 11.7).

Направляющие косинусы нормали к опорной поверхности определяются следующими соотношениями:

$$n_{1x} = \cos \beta_1 / \Lambda_I; \quad (11.33)$$

$$n_{1y} = -(D_I \cos \beta_1 \cos \theta - \sin \beta_1 \sin \theta) / \Lambda_I; \quad (11.34)$$

$$n_{1z} = -(D_I \cos \beta_1 \sin \theta + \sin \beta_1 \cos \theta) / \Lambda_I, \quad (11.35)$$

где $\Lambda_I = (1 + \cos^2 \beta_1 D_I^2)^{1/2}$; $D_I = d\bar{x}_{RI}/d\bar{r} + \theta d\lambda_I/d\bar{r}$; $\theta = a(\bar{c}_{S1} + \bar{\xi}_1)$; $a = -0,5b \cos \beta_1 / \bar{r}$; $\bar{c}_{S1} = \bar{c}_S \cos \alpha_1 + (\bar{b}/2 - \bar{c}_S) \operatorname{tg} \alpha_1 \operatorname{tg} \beta_1$; $\bar{x}_{RI} = \bar{x}_R - (\bar{b}/2 - \bar{c}_S) \times \operatorname{tg} \alpha_1 / \cos \beta_1$; $\alpha_1 = \varphi - \beta_1$.

¹ О способах определения углов β_1 см. § 6.

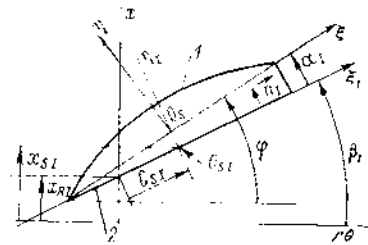


Рис. 11.7. Системы координат F и F_1
1 — средняя поверхность; 2 — опорная поверхность.

На опорной поверхности могут быть введены ортогональные координаты (\bar{r}, ν) . Координата ν связана с координатами θ и ξ_j формулами:

$$\theta = \exp\{-I(\bar{r})\} \left[\nu - \int_{r_H}^{\bar{r}} \sin \beta_j \cos \beta_j \frac{d\bar{x}_{Rj}}{d\bar{r}_1} \exp\{I(\bar{r}_1)\} \frac{d\bar{r}_1}{\bar{r}_1} \right]; \quad (II.36)$$

$$\nu = a(\bar{e}_{Sj} + \xi_j) \exp\{I\} + \int_{r_H}^{\bar{r}} \sin \beta_j \cos \beta_j \frac{d\bar{x}_{Rj}}{d\bar{r}_1} \exp\{I(\bar{r}_1)\} \frac{d\bar{r}_1}{\bar{r}_1}, \quad (II.37)$$

где

$$I(\bar{r}) = \int_{r_H}^{\bar{r}} \sin \beta_j \cos \beta_j \frac{d\lambda_j}{d\bar{r}_1} \frac{d\bar{r}_1}{\bar{r}_1}. \quad (II.38)$$

Коэффициенты Ламе системы (\bar{r}, ν) :

$$H_\nu = \bar{r} \exp\{-I(\bar{r})\} / \cos \beta_j; \quad H_r = \Lambda_j. \quad (II.39)$$

Орты координат (r, ν) :

$$\left. \begin{aligned} \vec{e}_\nu &= \sin \beta_j \vec{i} - \cos \beta_j \sin \theta \vec{j} + \cos \beta_j \cos \theta \vec{k}; \\ \vec{e}_r &= \frac{D_j}{\Lambda_j} \cos^2 \beta_j \vec{i} + \frac{1}{\Lambda_j} (\cos \theta + \sin \theta \sin \beta_j \cos \beta_j D_j) \vec{j} + \\ &+ \frac{1}{\Lambda_j} (\sin \theta - \cos \theta \sin \beta_j \cos \beta_j D_j) \vec{k}. \end{aligned} \right\} \quad (II.40)$$

При отсутствии откидки $(d\bar{x}_{Rj}/d\bar{r} = 0)$ и постоянном шаге $(d\lambda_j/d\bar{r} = 0)$ поверхности $\nu = 0$, т. е. линии $\bar{r} = \text{const}$ и $\theta = \text{const}$ образуют на такой поверхности ортогональную сетку.

При построении гидродинамической модели на опорной поверхности выделяются две области: $A_1 = \{|\xi_j| \leq 1, \bar{r} \in [r_H, 1]\}$ и $A_2 = \{|\xi_j| < 1, \bar{r} \in [\bar{r}_H, 1]\}$. Область A_1 называется несущей поверхностью или вихревой лопастью, а A_2 — областью вихревого следа. В каждой точке несущей поверхности развивается перепад давлений между ее засасывающей и нагнетающей сторонами.

При стационарном обтекании лопастей гребного винта его вихревую систему образуют два вида вихрей:

присоединенные вихри с поверхностной интенсивностью \vec{y}_b , каждый элемент которых перпендикулярен к относительной скорости \vec{v}_R ;

свободные винтовые вихри с поверхностной интенсивностью \vec{y}_{fv} , оси которых параллельны \vec{v}_R .

Принимается, что скорость \vec{v}_R каким-либо образом осреднена вдоль ξ_j , зависит только от радиуса r и направлена вдоль \vec{e}_ν (вдоль линий $\bar{r} = \text{const}$)¹.

В пределах несущей поверхности $(\bar{r}, \xi \in A_1)$ суммарная интенсивность вихревого слоя

$$\vec{Y} = \vec{y}_b \vec{e}_r + \vec{y}_{fv} \vec{e}_\nu. \quad (II.42)$$

Вне A_1 $\vec{y}_b \equiv 0$. Вне A_1 и A_2 $\vec{y}_{fv} \equiv 0$.

Интенсивности \vec{y}_{fv} и \vec{y}_b связаны между собой (во внутренней части A_1) соотношением, вытекающим из условия неразрывности завихренности ($\text{div } \vec{v} = 0$):

$$\frac{\partial}{\partial \nu} (H_\nu \vec{y}_{fv}) = - \frac{\partial}{\partial \bar{r}} (H_\nu \vec{y}_b). \quad (II.43)$$

Интенсивность свободных вихрей при известной величине \vec{y}_b может быть определена по следующей формуле:

$$\vec{y}_{fv}(\bar{r}, \nu) = - \frac{1}{H_r} \int_{\nu}^{\nu_L} \frac{\partial}{\partial \bar{r}} [H_\nu \vec{y}_b(\bar{r}, \nu_2)] d\nu_2 + \frac{H_\nu}{H_r} \frac{d\nu_L}{d\bar{r}} \Big|_{\nu=\nu_L} \vec{y}_b(\bar{r}, \nu_L), \quad (II.44)$$

где $\nu_L = \nu(\xi_j = 1)$ — значение координаты ν на входящей кромке.

Интенсивность \vec{y}_{fv} может быть определена и другой, эквивалентной предыдущей, формулой

$$\vec{y}_{fv} = - \frac{1}{H_r} \frac{\partial \Gamma(\bar{r}, \nu)}{\partial \bar{r}}, \quad (II.45)$$

где $\Gamma(\bar{r}, \nu) = \int_{\nu}^{\nu_L} \vec{y}_b(\bar{r}, \nu) H_\nu d\nu$ — циркуляция скорости по контуру, охватывающему присоединенные вихри, расположенные между входящей кромкой и точкой (\bar{r}, ν) .

Скачок давлений при переходе от нагнетающей к засасывающей стороне несущей поверхности определяется величиной интенсивности присоединенных вихрей (теорема П. Е. Жуковского «в малом») $[\rho] = \rho \vec{y}_b \vec{v}_R$. На свободных вихрях $[\rho] = \rho \vec{y}_{fv} \vec{\omega}_r$, где $\vec{\omega}_r$ — радиальные вызванные скорости.

Телесность (толщина) лопастей в теории несущей поверхности моделируется распределением простого слоя (слоя источников и стоков) по области A_1 . Интенсивность простого слоя вследствие линейности теории принимается равной линеаризованному скачку нормальной скорости при переходе от нагнетающей стороны к засасывающей стороне лопасти. Указанная интенсивность может быть определена по формуле

$$q(\bar{r}, \nu) = \bar{v} \frac{\partial F_r}{\partial \xi} \frac{v_R}{\Lambda_0}, \quad (II.46)$$

где $\Lambda_0 = (1 + \cos^2 \varphi D_0^2)^{1/2}$; $D_0 = d\bar{x}_R/d\bar{r} + \frac{0}{2\pi} dP/d\bar{r}$.

Прямые значения скоростей, вызванных гидродинамическими особенностями, моделирующими обтекание лопастей, в точке $Q \in A_1$ определяются суммой скоростей, вызванных присоединенными и свободными вихрями, а также простым слоем: $\vec{\omega}(Q) =$

$$\vec{\omega}_v^{(1)} + \vec{\omega}_v^{(2)} + \vec{\omega}_q,$$

Прямые значения скоростей, вызванных вихревой системой, вычисляются с помощью формулы Био-Савара:

$$\vec{\omega}_v^{(1)}(Q) = - \frac{1}{4\pi} \int_{A_1} \vec{y}_b(\bar{r}^*, \nu^*) \vec{T}_r(Q^*, Q) H_\nu^* H_r^* d\nu^* d\bar{r}^*; \quad (II.47)$$

$$\vec{\omega}_v^{(2)}(Q) = - \frac{1}{4\pi} \int_{A_1 + A_2} \vec{y}_{fv}(\bar{r}^*, \nu^*) \vec{T}_v(Q^*, Q) H_\nu^* H_r^* d\nu^* d\bar{r}^*; \quad (II.48)$$

$$\text{где } \vec{T}_r(Q^*, Q) = \sum_{j=0}^{Z-1} \frac{\vec{S}_j \times \vec{e}_r^*}{S_j^3}; \quad \vec{T}_v(Q^*, Q) = \sum_{j=0}^{Z-1} \frac{\vec{S}_j \times \vec{e}_\nu^*}{S_j^3}; \quad Q^* = (\bar{r}^*, \nu^*),$$

¹ О возможном способе определения \vec{v}_R см. § 6.

звездочками помечены величины, вычисленные в точке Q^* ;

$$\bar{S}_{ix} = \bar{x}_{RI} - \bar{x}_{RI}^* + \lambda_j \theta - \lambda_j^* \theta^*; \quad \bar{S}_{iy} = \bar{r} \cos \theta - \bar{r}^* \cos (\theta^* + \chi_j);$$

$$\bar{S}_{iz} = \bar{r} \sin \theta - \bar{r}^* \sin (\theta^* + \chi_j);$$

$$\bar{S}_j = [(\bar{x}_{RI} - \bar{x}_{RI}^*) + \lambda_j \theta - \lambda_j^* \theta^*]^2 + \bar{r}^2 + \bar{r}^{*2} - 2\bar{r}\bar{r}^* \cos (\theta - \theta^* - \chi_j)]^{1/2}.$$

Прямые значения скоростей, вызванных простым слоем, вычисляются по формуле

$$\vec{\omega}_q(Q) = \frac{1}{4\pi} \int_{A_1} \vec{q}(\bar{r}^*, \nu^*) \vec{T}_q(Q^*, Q) H_{\nu}^* H_r^* d\nu^* d\bar{r}^*, \quad (11.49)$$

$$\text{где } \vec{T}_q(Q^*, Q) = \sum_{j=0}^{Z-1} \frac{\vec{S}_j}{S_j^3}.$$

Для вычисления нормальных к опорной поверхности скоростей следует соответствующие векторы спроектировать на нормаль $\vec{w}_n = \vec{w}_n^*$. При этом интегралы, определяющие нормальные скорости, вызванные вихревой системой, становятся сингулярными со скалярными ядрами: $\vec{n}_j \cdot \vec{T}_r(Q^*, Q)$ и $\vec{n}_j \cdot \vec{T}_v(Q^*, Q)$.

Нормальные к опорной поверхности вызванные скорости должны удовлетворять граничному условию непротекания

$$\vec{w}_n^* \cdot \vec{v}_R^* = 0 \quad \text{или} \quad \vec{w}_n = -\vec{v}_R^* \quad (11.50)$$

Необходимо обратить внимание на то, что вызванные скорости вычисляются в точках опорной вихревой поверхности и проектируются на нормаль к ней, а скорость набегающего потока проектируется на нормаль к срединной поверхности лопасти. В величину \vec{w}_n входят лишь прямые значения нормальных к опорной поверхности скоростей, вызванных распределенными по ней источниками.

Интенсивность присоединенных вихрей должна удовлетворять условию Чаплыгина—Жуковского на выходящей кромке

$$\gamma_b(\bar{r}, \nu_T) = 0; \quad \nu_T = \nu(\xi = -1); \quad (11.50a)$$

условно равенства нулю циркуляции на конце лопасти

$$\Gamma(\bar{r} = 1) = 0; \quad (11.50b)$$

условно, необходимому для обеспечения непроницаемости ступицы,

$$\left. \frac{\partial \gamma_b}{\partial r} \right|_{r=\bar{r}_H} = 0. \quad (11.50в)$$

Для полного учета ступицы следует ввести в гидродинамическую модель гребного винта дополнительные особенности, расположенные на поверхности ступицы и (или) внутри нее.

В теории несущей поверхности гребных винтов ставятся две основные задачи — прямая и обратная. Прямая задача — это поверочный расчет (см. § 36), а обратная — проектировочный расчет (см. § 35).

Для расчета легкоагрессивного гребного винта теория несущей поверхности становится полностью линейной. Соответствующие формулы легко получить, полагая в соотношениях настоящего параграфа $\beta_j = \beta$ и $\vec{v}_R = -\text{cosec } \beta$.

Если несущая поверхность A_j является правильной винтовой поверхностью постоянного шага, то формулы (11.39) дают $H_r = 1$, $H_{\nu} = \bar{r}/\cos \beta_j$, $\nu = 0$. В этом слу-

чае интенсивность свободных вихрей может быть определена из следующих соотношений:

$$\gamma_{fv}(\bar{r}, \theta) = -\frac{\partial \Gamma(\bar{r}, \theta)}{\partial r},$$

$$\text{где } \Gamma(\bar{r}, \theta) = \int_0^{\theta_L(\bar{r})} \gamma_b(\bar{r}, \theta) \frac{r d\theta}{\cos \beta_j}.$$

Граничное условие непротекания (11.50) и формула (11.46) для интенсивности источников принимают вид

$$w_n = v_E(\varphi - \beta) + v_E \frac{\partial \eta_c}{\partial \xi}; \quad (11.51)$$

$$q = [w_n] = v_E \frac{\partial \eta_T}{\partial \xi}, \quad (11.52)$$

где $w_n = 0,5(\omega_n^+ + \omega_n^-)$ — прямое значение вызванной нормальной к несущей поверхности скорости; $[\omega_n] = \omega_n^+ - \omega_n^-$ — скачок вызванной нормальной скорости.

При проведении поверочного расчета гребного винта (прямая задача гидродинамики) плотность распределения присоединенных вихрей γ_b неизвестна. Она находится из граничного условия непротекания (11.51), которое можно переписать в виде

$$w_{qn} = v_E(\varphi - \beta) + v_E \frac{\partial \eta_c}{\partial \xi} = w_{qn}. \quad (11.53)$$

Подставив в (11.53) выражения (11.47), (11.48) и учитывая связь между интенсивностями присоединенных и свободных вихрей (11.45), можно получить сингулярное интегродифференциальное уравнение относительно функции γ_b . Оно должно решаться при граничных условиях (11.50 а, б, в).

При проведении проектировочного расчета (обратная задача гидродинамики) гребного винта интенсивность присоединенных вихрей γ_b , функция распределения толщины лопасти $\eta_c(r, \xi)$ известны, и определению подлежат шаговый угол φ и ординаты средней линии $\eta_c(r, \xi)$. Эти неизвестные находятся также из граничного условия (11.50) путем интегрирования выражения

$$\alpha_i + \frac{\partial \eta_c}{\partial \xi} = w_n/v_E \quad (11.54)$$

вдоль хорды (по ξ). В результате получим

$$\alpha_i = \frac{1}{b} \int_{-b/2}^{b/2} \frac{w_n}{v_E} d\xi; \quad (11.55)$$

$$\eta_c(0) = \alpha_i \frac{b}{2} - \int_0^{b/2} \frac{w_n}{v_E} d\xi. \quad (11.56)$$

В формулах (11.55) и (11.56) величина w_n вычисляется по формулам (11.47), (11.48), причем при задании интенсивности присоединенных вихрей следует учитывать условия (11.50 а, б, в).

Как в поверочном, так и в проектировочном расчете гребного винта искомые величины зависят от интенсивности источников-стоков (толщины лопастей), поскольку прямое значение $w_{qn} \neq 0$. Это обстоятельство является отличительной чертой гидродинамики гребного винта¹.

¹ В линейной теории крыла конечного размаха все гидродинамические особенности находятся на части плоскости ν , как следствие этого, $w_{qn} = 0$, и течения, вызванные нагрузкой (вихрями) и телесностью (источниками-стоками), являются независимыми

Морган, Шилович и Денли [93] произвели систематические проектировочные расчеты по теории несущей поверхности гребных винтов.

Элементы гребных винтов, использованных в [93] при систематических расчетах по теории несущей поверхности

\bar{r}	$\frac{b}{D} \frac{Z}{A_E/A_0}$	\bar{r}	$\frac{b}{D} \frac{Z}{A_E/A_0}$
0,2	1,634	0,7	2,232
0,3	1,808	0,8	2,172
0,4	1,965	0,9	1,893
0,5	2,097	0,95	1,536
0,6	2,193	1,0	0

$Z = 4, 5, 6$; $\pi\lambda_1 = 0,4 \div 2,0$; $A_E/A_0 = 0,35 \div 1,15$; $\theta_s^* = 0 \div 21^\circ$; $e(\bar{r})/D = (e_0/D - 0,003)(1 - \bar{r}) + 0,003$; $c_S(\bar{r})/D = 2 \left[R_S - \sqrt{R_S^2 - (\bar{r} - 0,2)^2} \right]$; $R_S = 0,32/S_1 + 0,5S_1$; $S_1 = \theta_s^*(\text{град})/[57,3 \cos \beta_1 (\bar{r} - 1)]$.

Распределение нагрузки вдоль радиуса было принято оптимальным (см. § 9); распределение нагрузки вдоль хорды — по типу НАСА $a = 0,8$, т. е. постоянное на 80 % хорды от передней кромки и затем линейно падающее до нуля к зад-

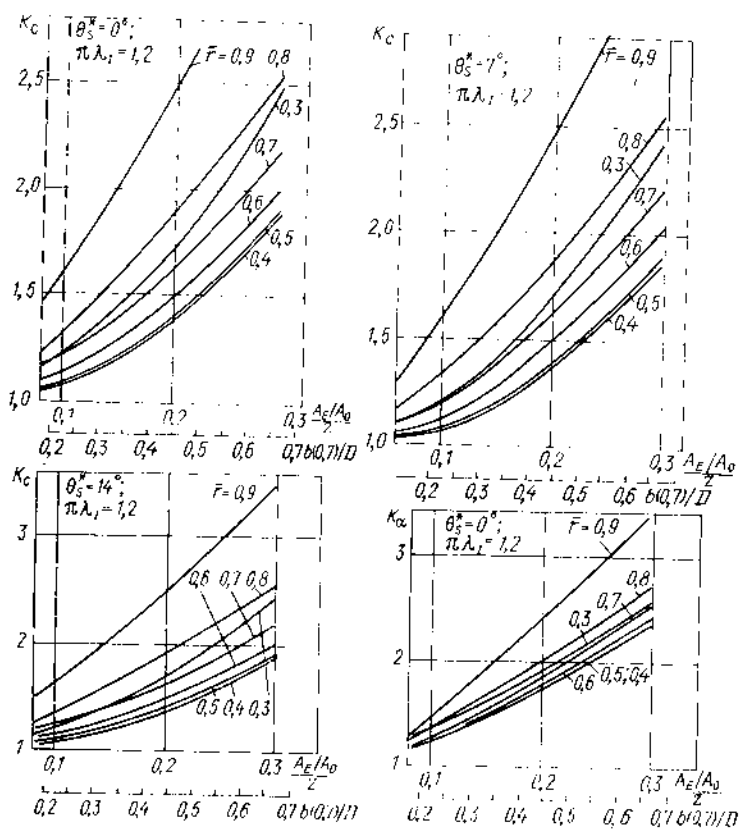


Рис. II.8. Поправки на несущую поверхность K_c .

ней кромке. В плоском потоке вязкой жидкости такое распределение нагрузки будет наблюдаться у тонкого профиля, который установлен под углом атаки (в градусах)

$$\alpha_{i,2} = 1,54C_Y \quad (11.57)$$

и имеет максимальную стрелку прогиба средней линии δ_{c2} (отнесена к хорде), равную

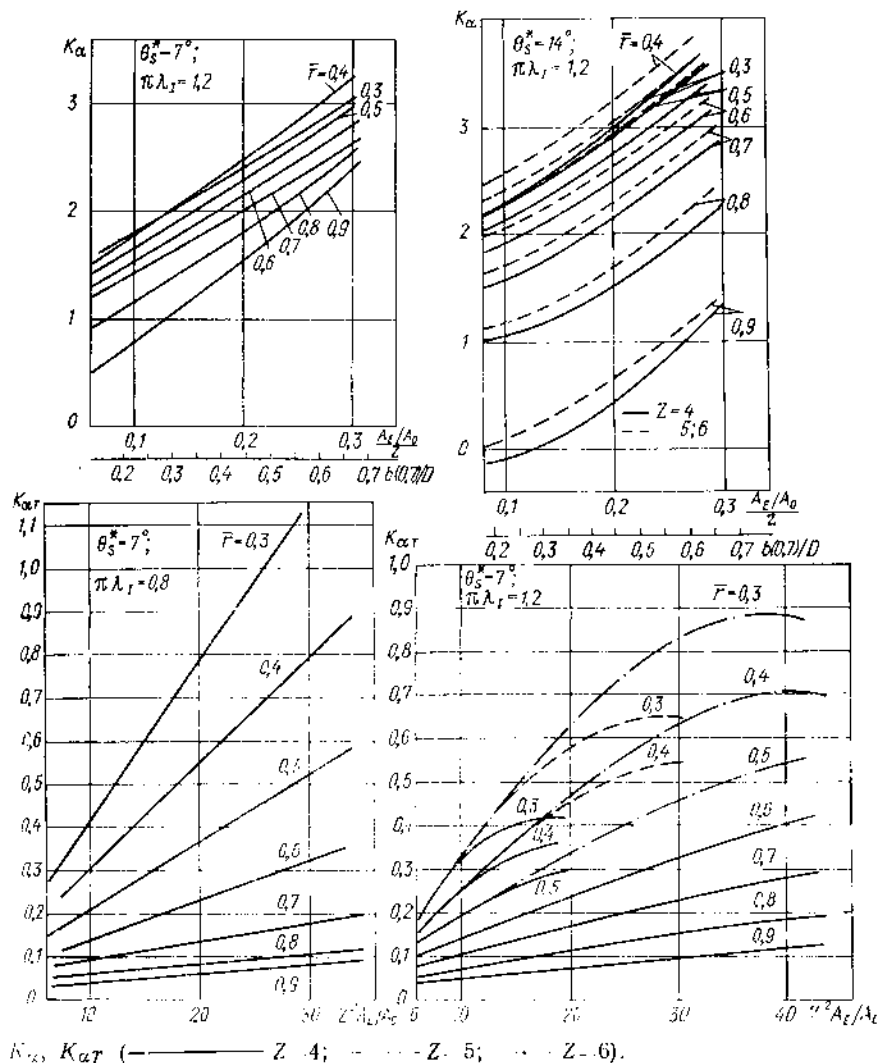
$$\delta_{c2} = 0,0679C_Y. \quad (11.58)$$

Здесь C_Y — расчетный коэффициент подъемной силы. Ординаты средней линии вычисляются по формуле $F_M = 2F_{M1}/b - 2\delta_{c2}F_c(\xi)$, где $F_c(\xi)$ приведена в § 34.

В составе лопасти гребного винта расчетный коэффициент подъемной силы при заданном распределении нагрузки вдоль хорды будет достигаться при

$$\alpha_i = K_{\alpha} \alpha_{i,2} + \alpha_i \tau; \quad (11.59)$$

$$\delta_c = K_{\delta} \delta_{c2}, \quad (11.60)$$



$K_{\alpha}, K_{\alpha\tau}$ (— $Z = 4$; - - - $Z = 5$; ···· $Z = 6$).

где K_α и K_r — поправки на несущую поверхность (трехмерность потока), а α_{iT} — дополнительный угол атаки, на который нужно повернуть профиль, чтобы компенсировать скос потока, вызванный индукцией системы источников и стоков, моделирующих толщину лопастей.

Величина угла α_{iT} может быть представлена в виде

$$\alpha_{iT} = K_{\alpha T} e_0 / D,$$

где $e_0 D$ — условная относительная толщина лопасти на оси винта, а $K_{\alpha T}$ — коэффициент, зависящий от относительного радиуса и геометрических характеристик гребного винта. В частности, в расчетах Моргана распределение толщины профилей было принято по типу NASA-66mod (см. § 34).

Анализ систематических расчетов Моргана, Шидовича, Денни показал, что значения поправочных коэффициентов K_r и K_α зависят в основном от отношения $\frac{A_E/A_0}{Z}$, параметра несимметрии контура лопасти (саблевидности) 0_3^* и относительного радиуса \bar{r} . При этом зависимость указанных коэффициентов от индуктивной поступи (шага) оказалась весьма слабой. В то же время зависимость коэффициента $K_{\alpha T}$ от геометрических параметров оказалась сложной. На рис. П.8 приведены значения поправок на несущую поверхность K_r , K_α , $K_{\alpha T}$, которые позволяют осуществлять проектирование оптимальных и близких к ним гребных винтов (см. § 35).

В настоящее время теория несущей поверхности применяется для проектирования слабо- и умереннонагруженных судовых гребных винтов, у которых $A_E/A_0/Z > 0,05$.

§ 8. СИЛЫ И МОМЕНТЫ НА ГРЕБНОМ ВИНТЕ

Благодаря симметрии гребного винта в однородном потоке на нем возникают силы, приводящиеся к осевой силе (упору) и осевому моменту (крутящему моменту).

В общем случае упор и крутящий момент гребного винта определяются интегрированием по поверхности лопастей давлений и касательных напряжений. Применяемые для расчета упора и крутящего момента формулы зависят от выбранной гидродинамической модели гребного винта.

Коэффициенты упора и крутящего момента гребного винта, работающего в невязкой жидкости, при использовании нелинейной модели с распределенной по поверхности лопастей завихренностью, определяются выражениями:

$$K_{TI} = \frac{1}{4} Z J_v^2 \int_{S_b} \vec{i} (\vec{v}_{R\tau} \times \vec{v}) d\vec{S}_b, \quad (II.61)$$

$$K_{QI} = \frac{1}{8} Z J_v^2 \int_{S_b} \vec{i} (\vec{\mathcal{R}} \times \vec{v}_{R\tau} \times \vec{v}) d\vec{S}_b, \quad (II.62)$$

где S_b — поверхность лопасти; $\vec{v}_{R\tau}$ — вектор относительной касательной скорости;

$\vec{v} = \text{rot } \vec{\omega}$ — вектор поверхностной завихренности; $\vec{\mathcal{R}} = (x, y, z)$ — радиус-вектор; $d\vec{S}_b$ — элемент поверхности S_b .

В расчетах умереннонагруженного гребного винта по теории несущей поверхности коэффициенты упора и крутящего момента могут быть вычислены как суммы сил и моментов трех категорий

$$\left. \begin{aligned} K_T &= K_T^{(1)} + K_T^{(2)} + K_T^{(3)}; \\ K_Q &= K_Q^{(1)} + K_Q^{(2)} + K_Q^{(3)}. \end{aligned} \right\} \quad (II.63)$$

Величины $K_T^{(1)}$ и $K_Q^{(1)}$ обусловлены возникающими на лопастях подъемными силами

$$K_T^{(1)} = -\frac{1}{4} Z J_v^2 \int_{r_H}^1 \mu_v \bar{r} \exp[-I(\bar{r})] \int_{v_T}^{v_L} \gamma_b (\vec{v}_\omega \vec{e}_v) dv d\bar{r}; \quad (II.64)$$

$$K_Q^{(1)} = -\frac{1}{8} Z J_v^2 \int_{r_H}^1 \mu_v \bar{r}^2 \text{tg } \beta_I \exp[-I(\bar{r})] \int_{v_T}^{v_L} \gamma_b (\vec{v}_\omega \vec{e}_v) dv d\bar{r}, \quad (II.65)$$

где μ_v — коэффициент, учитывающий влияние вязкости на циркуляцию (см. § 34);

$\vec{v}_\omega \vec{e}_v = [1 - (\pi \bar{r} / J_v)^2]^{1/2} [-\vec{\omega} \vec{e}_v]$, причем $\vec{\omega}$ — прямое значение вызванной скорости.

Величины $K_T^{(2)}$ и $K_Q^{(2)}$ обусловлены силами вязкостного сопротивления

$$K_T^{(2)} = -\frac{1}{8} Z J_v^2 \int_{r_H}^1 C_X \bar{r} \text{tg } \beta_I \exp[-I(\bar{r})] \int_{v_T}^{v_L} (\vec{v}_\omega \vec{e}_v)^2 H_r dv d\bar{r}; \quad (II.66)$$

$$K_Q^{(2)} = -\frac{1}{16} Z J_v^2 \int_{r_H}^1 C_X \bar{r}^2 \exp[-I(\bar{r})] \int_{v_T}^{v_L} (\vec{v}_\omega \vec{e}_v)^2 H_r dv d\bar{r}, \quad (II.67)$$

где C_X — коэффициент сопротивления профиля сечения лопасти (см. § 34).

Величины $K_T^{(3)}$ и $K_Q^{(3)}$ обусловлены подсосывающей силой, возникающей на входящей кромке несущей поверхности,

$$K_T^{(3)} = \frac{1}{16} \pi J_v^2 \int_{r_H}^1 G_{SF}^2 \delta \vec{n}_{LE} \vec{i} d\bar{r}; \quad (II.68)$$

$$K_Q^{(3)} = \frac{1}{32} \pi J_v^2 \int_{r_H}^1 G_{SF}^2 (\vec{\mathcal{R}} \times \vec{n}_{LE}) \vec{i} d\bar{r}, \quad (II.69)$$

где \vec{n}_{LE} — нормаль к входящей кромке; $\vec{\mathcal{R}}$ — радиус-вектор точек входящей кромки;

$$G_{SF} = \lim_{\xi \rightarrow 1} \left[\sqrt{1 - \xi} \gamma_b(\bar{r}, \xi) \right] \cos(\vec{n}_{LE}, \vec{e}_v).$$

Для умереннонагруженного гребного винта в расчетах, использующих схему несущей линии, упор и момент определяются следующими соотношениями:

$$T_I = \rho Z \int_{A_1} \gamma_b v_R^* \cos \beta_I dA = \rho Z \int_{r_H}^R \Gamma v_R^* \cos \beta_I dr = \rho Z \int_{r_H}^R \Gamma (\Omega r - \omega_{01}) dr; \quad (II.70)$$

$$Q_I = \rho Z \int_{A_1} r \gamma_b v_R^* \sin \beta_I dA = \rho Z \int_{r_H}^R \Gamma r v_R^* \sin \beta_I dr = \rho Z \int_{r_H}^R \Gamma r (v_A + \omega_{A1}) dr, \quad (II.71)$$

где $\Gamma(r)$ — циркуляция скорости около сечения лопасти на радиусе r :

$$\Gamma(r) = \int_{-b/2}^{b/2} \gamma_b d\xi; \quad (II.72)$$

ω_{x1} , $\omega_{\theta1}$ — вызванные скорости на несущей линии; v_R^* , β_I — относительная скорость и индуктивный угол поступи, определяемые по теории несущей линии.

Коэффициенты упора и момента, соответствующие выражениям (II.70) и (II.71), имеют вид

$$K_{T_I} = \frac{1}{2} \pi Z J^2 \int_{r_H}^1 G_A(\bar{r}) (\pi \bar{r} / J - \omega_{\theta1} / v_A) d\bar{r}; \quad (II.73)$$

$$K_{Q_I} = \frac{1}{4} \pi Z J^2 \int_{r_H}^1 G_A(\bar{r}) \bar{r} (1 + \omega_{x1} / v_A) d\bar{r}. \quad (II.74)$$

КПД гребного винта в невязкой жидкости совпадает со значением индуктивного КПД винта в невязкой жидкости η_I .

КПД элемента лопасти выражается формулой

$$\eta_{0Ir} = dC_{T_I} / dC_{P_I} = [v_A / (v_A + \omega_{x1})] [(\Omega r - \omega_{\theta1}) / \Omega r] = \text{tg } \beta / \text{tg } \beta_I. \quad (II.75)$$

При расчете умеренно или тяжело нагруженных двигателей в ряде случаев учитывают влияние центробежных сил на величину упора гребного винта. Для этого используется выражение для определения величины уменьшения давления в струе движителя, обусловленное наличием окружающих скоростей,

$$(p_\infty - p_0) / \rho = \Delta p / \rho = (\Omega r_\infty - 0,5 \omega_{\theta \infty}) \omega_{0 \infty} - (v_A + 0,5 \omega_{x \infty}) \omega_{x \infty} = \int_r^{R_\infty} \omega_{0 \infty}^2 / r dr, \quad (II.76)$$

где ∞ означает, что величина рассматривается далеко на бесконечности за винтом. При учете центробежных сил свойство перпендикулярности векторов вызванной и относительной скоростей отсутствует.

Действие центробежных сил вызывает уменьшение упора гребного винта, которое может быть определено по формуле

$$\Delta T = 2\pi R_\infty^2 \int_{r_H}^1 \Delta p r_\infty dr_\infty. \quad (II.77)$$

Для оптимального по Бетну гребного винта (см. § 9) относительное уменьшение упора вычисляется по формуле

$$\Delta T / T = 0,5 \pi^3 (\lambda_I - \lambda_t)^2 \lambda_I^2 / K_T \left\{ (1 - \bar{r}_{H \infty}^2) / (1 + \lambda_{t \infty}^2) - \ln \left[(1 + \lambda_{t \infty}^2) / (r_{H \infty}^2 + \lambda_{t \infty}^2) \right] \right\}, \quad (II.78)$$

где $\lambda_{I \infty}$, R_∞ и $\bar{r}_{H \infty}$ определяются как

$$\lambda_{I \infty} = \lambda_I R_I / R_\infty; \quad R_\infty / R = 1 - 1,386 \lambda_I / (Z \sqrt{1 + \lambda_I^2}); \quad \bar{r}_{H \infty} = r_{H \infty} / R_\infty. \quad (II.79)$$

На рис. II.9 приведены результаты расчетов по формуле (II.78) для оптимального четырехлопастного винта [60].

Уменьшение упора, обусловленное центробежными силами, может быть при проектировании гребного винта компенсировано соответствующим увеличением угла индуктивной поступи:

$$\text{tg } \beta'_I / \text{tg } \beta_I = 1 + \Delta p / [\rho (\Omega r - 0,5 \omega_{\theta \infty}) \omega_{0 \infty}], \quad (II.80)$$

где β'_I — угол индуктивной поступи гребного винта с учетом центробежных сил.

Результаты расчетов по формуле (II.80) приведены на рис. II.10 для оптимального четырехлопастного гребного винта. Анализ рис. II.10 показывает, что центробежные силы оказывают наибольшее влияние на гидродинамические характеристики гребного винта на внутренних радиусах вблизи ступицы. Закон распределения циркуляции слабо влияет на величину уменьшения упора винта, но оказывает заметное влияние на распределение потерь по радиусу.

Коэффициенты упора и момента в схеме несущей линии с учетом вязкости определяются соотношениями

$$K_T = \frac{1}{2} \pi Z J^2 \int_{r_H}^1 G_A(\bar{r}) (\pi \bar{r} / J - \omega_{\theta1}) (1 - \varepsilon \text{tg } \beta_I) d\bar{r}, \quad (II.81)$$

$$K_Q = \frac{1}{4} \pi Z J^2 \int_{r_H}^1 G_A(\bar{r}) \bar{r} (1 + \omega_{x1} / v_A) (1 + \varepsilon \text{ctg } \beta_I) d\bar{r}. \quad (II.82)$$

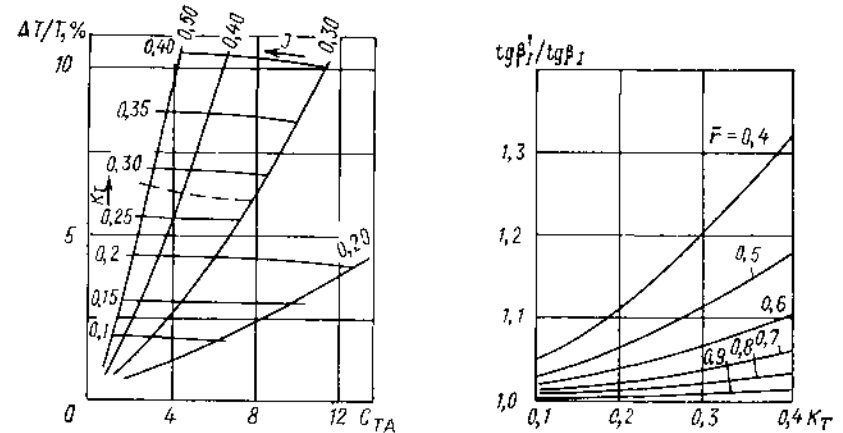


Рис. II.9. Зависимость уменьшения упора гребного винта, вызванного центробежными силами от параметров режима работы (оптимальный винт, $Z = 4$; $\bar{r}_{H \infty} = 0,2$)
— — — — — винт ПЕЖ; $K_T = 0,25$.

Рис. II.10. Относительное увеличение тангенса угла индуктивной поступи гребного винта, вызванное центробежными силами (оптимальный винт; $Z = 4$; $\bar{r}_{H \infty} = 0,2$).

КПД элемента лопасти в вязкой жидкости равен

$$\eta_{0r} = (dT/dQ) (v_A / \Omega r) = \eta_{Ir} \eta_{er}, \quad (II.83)$$

где η_{Ir} — элементарный индуктивный КПД:

$$\eta_{Ir} = (1 - \omega_{\theta1} / \Omega r) / (1 + \omega_{x1} / v_A) = \text{tg } \beta / \text{tg } \beta_I; \quad (II.84)$$

η_{er} — элементарный конструктивный КПД:

$$\eta_{er} = (1 - \varepsilon \text{tg } \beta_I) / (1 + \varepsilon \text{ctg } \beta_I). \quad (II.85)$$

КПД гребного винта равен

$$\eta_0 = T v_A / P_D = (J / 2\pi) (K_{T_I} / K_Q) = \eta_I \eta_e, \quad (II.86)$$

где η_i — индуктивный КПД гребного винта:

$$\eta_i = (J/2\pi) (K_{T0}/K_{Q0}); \quad (II.87)$$

$$K_{T0} = \frac{1}{2} \pi Z J^2 \int_{\bar{r}_H}^1 G_A(\bar{r}) (\pi \bar{r} / J - \omega_{\theta 1} / v_A) d\bar{r};$$

$$K_{Q0} = \frac{1}{4} \pi Z J^2 \int_{\bar{r}_H}^1 G_A(\bar{r}) \bar{r} (1 + \omega_{x1} / v_A) d\bar{r};$$

η_e — конструктивный КПД винта, равный

$$\eta_e = (1 - \varepsilon_1 \operatorname{tg} \beta_1) / (1 + \varepsilon_2 \operatorname{ctg} \beta_1); \quad (II.88)$$

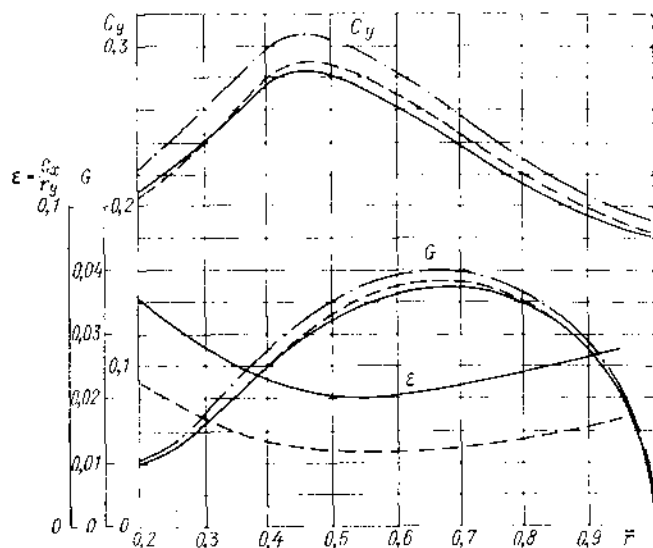


Рис. II.11. Распределение гидродинамических характеристик вдоль лопасти гребного винта из серии В4-70 при различных числах Рейнольдса ($J=0,4$).

— — невязкая жидкость; - - - - $Re_p = 1,1 \cdot 10^7$; — · — $Re_p = 3,2 \cdot 10^6$.

$\varepsilon_1, \varepsilon_2$ — некоторые средние (для упора и момента соответственно) по лопасти значения коэффициента обратного качества; можно считать, что ε_1 принимается по профилю на $\bar{r} = 0,6 \div 0,8$, а ε_2 — на $\bar{r} = 0,7 \div 0,8$.

Величины K_{T0} и K_{Q0} можно понимать как соответственно коэффициенты упора и момента, определяемые по параметрам потока в вязкой жидкости, но без учета вязкостного сопротивления; они зависят только от циркуляции и индуктивных скоростей.

На рис. II.11 в качестве примера приведены распределения гидродинамических характеристик гребного винта из голландской серии В4-70 с гидродинамически гладкими лопастями при двух числах Рейнольдса, равных $5nD^2 A_E / A_0 (Zv) = 3,2 \times 10^6$ (модель), и $1,1 \cdot 10^7$ (натура), а также в невязкой жидкости. Соответствующие суммарные характеристики приведены в табл. II.4.

Таблица II.4. Суммарные гидродинамические характеристики гребного винта из голландской серии В4-70 при $P/D = 0,8$ и $J = 0,4$

Коэффициенты упора и момента и КПД винта	Re_p		
	$3,2 \cdot 10^6$ (модель)	$1,1 \cdot 10^7$ (натура)	∞ (невязкая жидкость)
K_T	0,2039	0,2118	0,2208
K_Q	0,02649	0,02604	0,02493
K_{T0}	0,2073	0,2139	0,2208
K_{Q0}	0,02286	0,02387	0,02493
η_0	0,4899	0,5177	0,5638
η_i	0,5772	0,5704	0,5638
η_e	0,8487	0,9076	1

§ 9. ГРЕБНОЙ ВИНТ С НАИМЕНЬШИМИ ИНДУКТИВНЫМИ ПОТЕРЯМИ

Из всего множества распределений циркуляции вдоль лопасти, обеспечивающих заданный упор гребного винта, лишь одно распределение соответствует минимуму потребляемой мощности и тем самым обеспечивает максимум КПД. Такое распределение циркуляции называется оптимальным.

Бетца нашел необходимое и достаточное условие того, чтобы слабонагруженный гребной винт имел в невязкой жидкости максимальный КПД, т. е. был оптимальным. Это условие формулируется (без учета ступицы) следующим образом: поле скоростей оптимального винта далеко от бесконечности совпадает с полем скоростей, вызванным затвердевшей вихревой пеленой, двигающейся в осевом направлении со скоростью

$$\omega^* = \omega_n / \cos \beta, \quad (II.89)$$

где ω_n — нормальная к пелене вызванная скорость; ω^* — некоторая постоянная для винта величина, зависящая от режима его работы.

Строгое доказательство теоремы Бетца дал Н. П. Поляхов. Праудтль обобщил это условие на случай расчета умереннонагруженного винта, считая, что относительные скорости далеко перед и за винтом равны. План скоростей оптимального умереннонагруженного винта приведен на рис. II.12.

Оптимальный винт обладает следующими свойствами:

1. Индуктивный КПД элемента лопасти постоянен вдоль радиуса и равен индуктивному КПД винта в целом:

$$\eta_{ir} = \operatorname{tg} \beta_1 / \operatorname{tg} \beta_1 = v_A / (v_A + 0,5\omega^*) = \lambda_i / \lambda_i = \eta_i, \quad (II.90)$$

где λ_i — индуктивная поступь винта, равная

$$\lambda_i = \bar{r} \operatorname{tg} \beta_1 = \operatorname{tg} \beta_1 (r - 1); \quad \lambda_i = J / \pi. \quad (II.91)$$

2. Векторы полной вызванной скорости в диске гребного винта и на бесконечности перпендикулярны к вектору относительной скорости \vec{v}_R и вихревой пелене. Вызывающие осевая и окружная скорости в диске гребного винта связаны с величиной ω^* зависимостями (см. рис. II.12):

$$\omega_{x1} / v_A = 0,5\omega^* \cos^2 \beta_1 / v_A = [r^2 / (r^2 + \lambda_i^2)] [(\lambda_i - \lambda_i) / \lambda_i]; \quad (II.92)$$

$$\omega_{\theta 1} / v_A = 0,5\omega^* \cos \beta_1 \sin \beta_1 / v_A = (\lambda_i / \lambda_i - 1) \bar{r} \lambda_i / (r^2 + \lambda_i^2), \quad (II.93)$$

где $\omega^* / v_A = 2(\lambda_i / \lambda_i - 1)$.

Циркуляция бесконечнолопастного оптимального винта равна

$$(Z\Gamma)_{Z \rightarrow \infty} = 4\pi r \omega_{01} = 2\pi R \omega^* \bar{r}^2 \lambda_l / (\bar{r}^2 + \lambda_l^2). \quad (11.94)$$

3. Условие оптимума (11.89) и распределение циркуляции бесконечнолопастного гребного винта (11.94) остаются справедливыми и для случая, когда учитывается влияние ступицы и (или) трубы, окружающей гребной винт. При этом ступица моделируется бесконечным цилиндром, на поверхности которого выполняется условие непротекания.

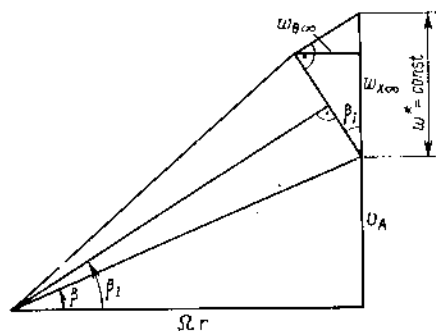


Рис. 11.12. План скоростей оптимального умереннонагруженного гребного винта.

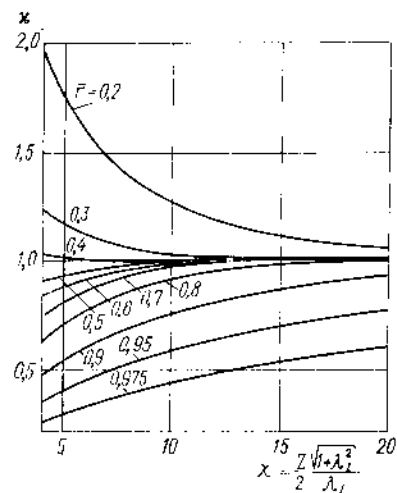


Рис. 11.13. Универсальная диаграмма для определения поправки на конечное число лопастей ($Z \geq 2$; $\lambda_l \leq 1$; $r_H = 0,2$).

При $r_H > 0,2$ диаграммой можно пользоваться для $\bar{r} \geq r_H = 0,3$.

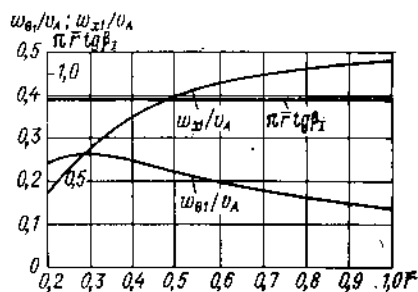
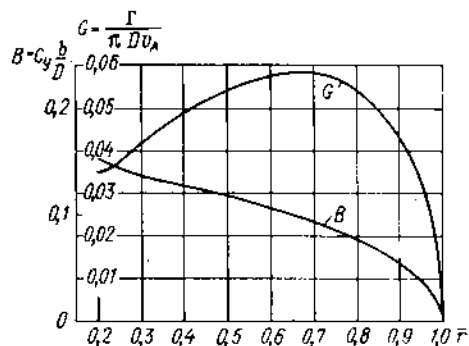


Рис. 11.14. Гидродинамические характеристики оптимального гребного винта.

4. В случае, если на части лопасти распределение циркуляции (в общем случае неоптимальное) задано, то для достижения максимального индуктивного КПД винта необходимо на оставшейся части лопасти обеспечить постоянство индуктивной ступи (величины w^*) [2].

Распределение циркуляции и другие гидродинамические характеристики оптимального винта могут быть найдены путем решения краевой задачи о движении твердой правильной бесконечной винтовой поверхности либо путем решения интегродифференциального уравнения теории несущей линии (11.32) (см. § 6) с правой частью, определяемой выражениями (11.92)–(11.93).

Первым путем воспользовался Гольдштейн, который получил для оптимального винта без ступицы значения поправки на конечное число лопастей, равной отношению средней по окружности радиуса r вызванной скорости к ее значению на несущей линии на том же радиусе [4]

$$\alpha = \frac{Z\Gamma}{4\pi r \omega_{01}} = \frac{ZG_A}{2\bar{r} \omega_{01} / v_A}. \quad (11.95)$$

На рис. 11.13 приведены значения α для оптимальных винтов с учетом ступицы, полученные методом решения интегродифференциального уравнения [3].

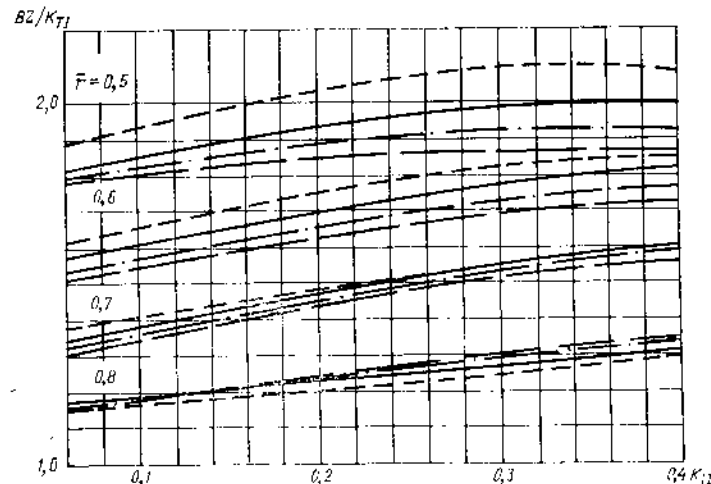


Рис. 11.15. Зависимость функции BZ/K_{TI} от Z , K_{TI} и \bar{r} .

--- $Z = 3$; — $Z = 4$; - · - $Z = 5$; · · · $Z = 6$.

На рис. 11.14 в качестве примера приведены распределения циркуляции и другие характеристики оптимального гребного винта при $Z = 4$. Видно, что циркуляция принимает на ступице ненулевое значение, причем лишь при $r_H \rightarrow 0$ $G_A(r_H) \rightarrow 0$.

Гидродинамическая характеристика B , равная

$$B = C_y \frac{b}{D} = \frac{2\Gamma}{v_R^* D} = \frac{2\pi G_A}{v_R^* / v_A}, \quad (11.96)$$

может быть определена для оптимального винта по графику рис. 11.15 или из приближенных зависимостей

$$\frac{ZB}{K_{TI}} \approx \begin{cases} 1,93, & \bar{r} = 0,5; \\ 1,70, & \bar{r} = 0,6; \\ 1,47, & \bar{r} = 0,7; \\ 1,23, & \bar{r} = 0,8; \\ 0,88, & \bar{r} = 0,9. \end{cases} \quad (11.97)$$

В первом приближении значение циркуляции на $\bar{r} = 0,6$ можно определить по формуле

$$G_A(\bar{r} = 0,6) \approx 0,27 K_{TI} \sqrt{1 + 3,55/J^2} / Z. \quad (11.98)$$

Формулы (11.97), (11.98) и график рис. 11.15 справедливы для $Z \geq 2$, $r_H < 0,3$.

Суммарные гидродинамические характеристики оптимальных гребных винтов могут быть определены с помощью диаграмм В. М. Лаврентьева (рис. 11.16) Для при-

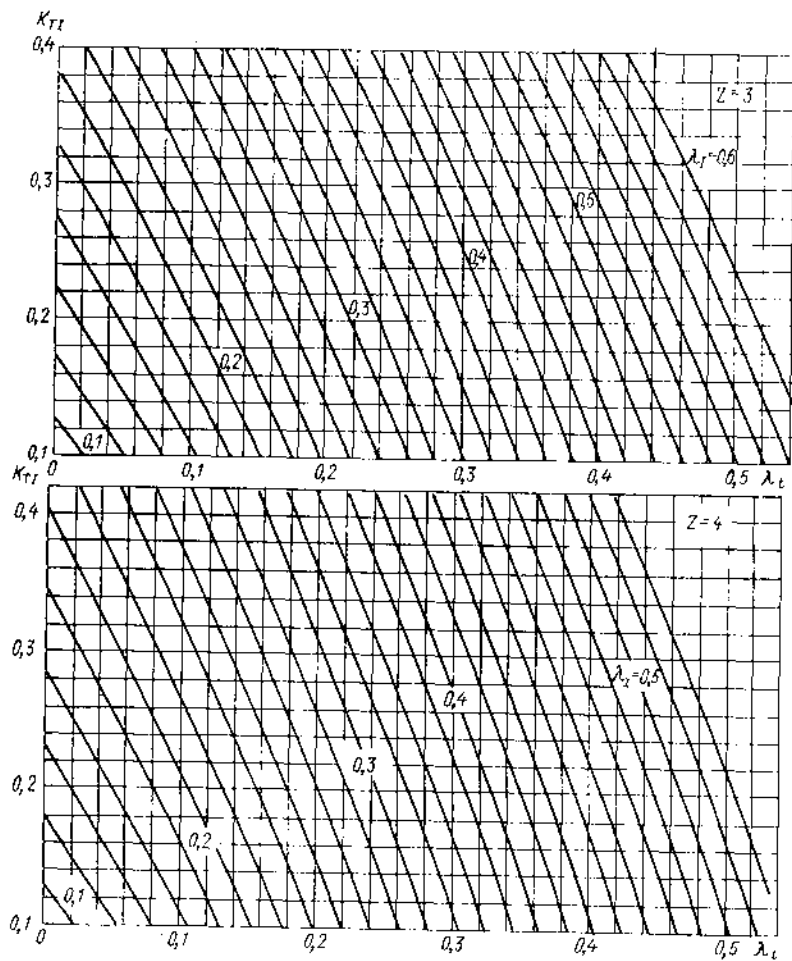
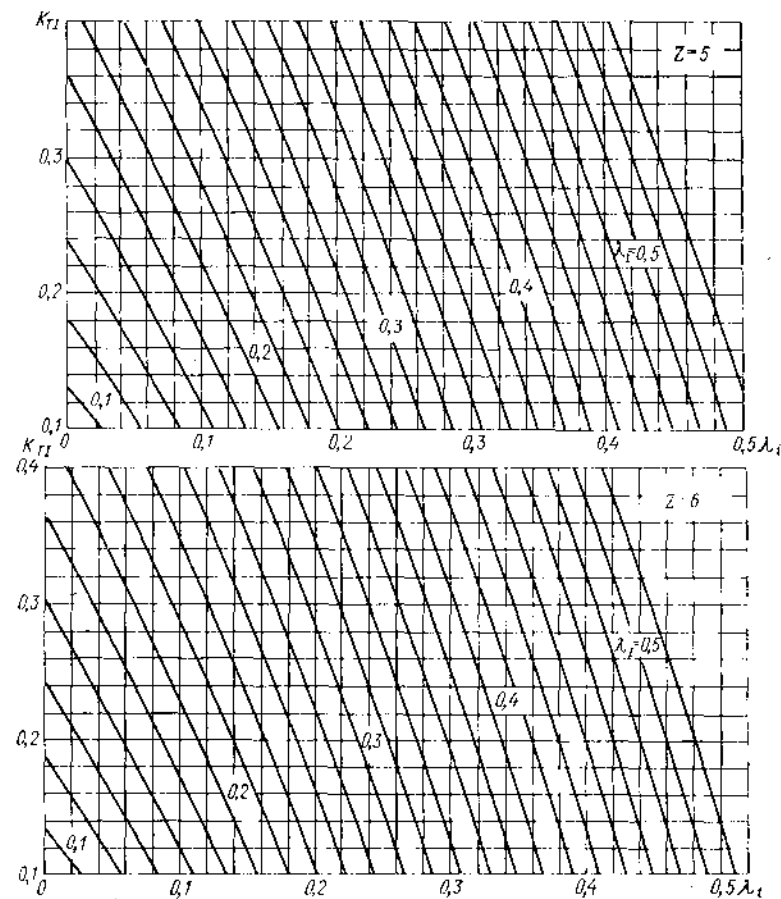


Рис. 11.16. Диаграмма $K_{Tl} - \lambda_l - \lambda_l$ для

ближенного определения индуктивной поступи по этим диаграммам могут быть использованы формулы Т. Ю. Привецкиной:

$$\left. \begin{aligned}
 Z = 3: \lambda_l &= 0,26\lambda_l^2 + (1,20K_{Tl}^2 - 0,5K_{Tl} + 0,897)\lambda_l - \\
 &0,15K_{Tl}^2 + 0,5K_{Tl} + 0,0131; \\
 Z = 4: \lambda_l &= 0,26\lambda_l^2 + 0,812\lambda_l + 0,0276 + 0,38K_{Tl}; \\
 Z = 5: \lambda_l &= 0,26\lambda_l^2 + 0,812\lambda_l + 0,0321 + 0,35K_{Tl}; \\
 Z = 6: \lambda_l &= 0,26\lambda_l^2 + 0,812\lambda_l + 0,0306 + 0,34K_{Tl}.
 \end{aligned} \right\} (11.99)$$

В случае, если известна величина K_T , то под величиной K_{Tl} в приведенных формулах и графиках следует понимать значение K_{Tl} , равное $K_T / [(1 - \varepsilon \lg \beta_l)] \times \bar{r}_1$, где $\bar{r}_1 = 0,6 \div 0,8$.



оптимальных гребных винтов ($\bar{r}_{1l} = 0,2$).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИВЫХ ДЕЙСТВИЯ ГРЕБНЫХ ВИНТОВ

§ 10. МЕТОДИКА ДИНАМИЧЕСКИХ ИСПЫТАНИЙ МОДЕЛЕЙ ГРЕБНЫХ ВИНТОВ

Теоретические методы расчета гребных винтов не всегда позволяют определять их характеристики с достаточной для практических целей точностью, и уточнение этих характеристик осуществляется на основе эксперимента. Испытания моделей гребных винтов проводятся в опытовых бассейнах и кавитационных трубах, причем условия проведения испытаний должны обеспечивать получение данных, на основе

которых можно с достаточной степенью достоверности прогнозировать характеристики натурального гребного винта.

Для практического использования результатов модельных испытаний необходимо, чтобы при их проведении с возможно большей полнотой соблюдались законы динамического подобия, предполагающие предварительное соблюдение геометрического и кинематического подобия. При этом геометрическое подобие должно распространяться не только на элементы самой модели, но и на ее расположение относительно границ потока. Для соблюдения кинематического подобия потока, обтекающего геометрически подобную модель гребного винта, необходимо, чтобы в сходственных точках моделируемых потоков скорости были направлены одинаково и находились в постоянном отношении.

Принимая в качестве характерных скоростей скорость поступательного движения v_A и окружную скорость конца лопастей πDn , можно показать, что это условие соблюдается при равенстве относительных поступей J натурального винта и модели.

При наличии геометрического и кинематического подобия динамическое подобие между системами обеспечивается равенством критериев подобия, а именно: критерия Фруда

$$Fr = v/\sqrt{gL}; \quad (III.1)$$

критерия Рейнольдса

$$Re = vL/\nu; \quad (III.2)$$

критерия Струхала

$$Sh = L/\tau; \quad (III.3)$$

где τ — характерный отрезок времени.

Поскольку выражение относительной поступи

$$J = v/nD \quad (III.4)$$

есть форма записи критерия Струхала, в качестве условий динамического подобия должны рассматриваться лишь критерии Фруда и Рейнольдса.

Применение закона подобия Фруда необходимо для потоков, в которых существенную роль играют силы инерционной природы. Опытным путем установлено, что для гребных винтов подобие по числу Фруда должно соблюдаться лишь в тех случаях, когда погружение оси винта под свободную поверхность $h_B < D$.

Считая, что характерным размером является диаметр винта, а характерной скоростью v_A или πDn , можно число Фруда записать в различной форме:

$$Fr = v_A/\sqrt{gD}; \quad (III.5)$$

$$Fr = n\sqrt{D}. \quad (III.6)$$

Условие равенства чисел Фруда обуславливает следующую связь между частотами вращения и скоростями натурального винта и его модели:

$$n_M = n_S \sqrt{\frac{D_S}{D_M}}; \quad (III.7)$$

$$v_{AM} = v_{AS} \sqrt{\frac{D_M}{D_S}}. \quad (III.8)$$

Реализация этих скоростей при практическом моделировании затруднений не встречает, хотя оно необходимо лишь при погружении оси $h_B < D$. Подобие сил вязкостной природы определяется критерием Рейнольдса, который для винта, если принимать в качестве характерного размера его диаметр, записывается в виде

$$Re_p = 5 \frac{nD^2}{\nu} \frac{A_E}{A_0} \frac{1}{Z}. \quad (III.9)$$

Исходя из равенства чисел Re для натурального винта и модели, получаем следующую связь между их частотами вращения:

$$n_M = n_S \frac{\nu_M}{\nu_S} \left(\frac{D_S}{D_M} \right)^2, \quad (III.10)$$

На основе этого соотношения легко показать, что при испытании в жидкостях с одинаковой вязкостью для соблюдения подобия по Re_p необходимо, чтобы упор модели был бы равен упору натурального винта. Очевидно, что это свидетельствует о невозможности соблюдения подобия по Re_p при испытании гребных винтов. Поскольку подобие по силам вязкостной природы при испытании моделей не соблюдается, в гидродинамические характеристики, полученные при модельных испытаниях, должны быть введены поправки, учитывающие так называемый масштабный эффект.

Опыт модельных испытаний показывает, что, если число Рейнольдса превосходит некоторое критическое значение, погрешности, обусловленные масштабным эффектом, невелики и могут в первом приближении не приниматься во внимание. Более подробно этот вопрос рассмотрен в § 12. Критическое число Re_p , вычисленное по формуле (III.9), лежит в диапазоне $(3 \div 5) \cdot 10^6$.

При докритических числах Re_p масштабный эффект значителен и результаты, полученные в этих условиях, в расчетах ходкости использовать не рекомендуется.

Испытания моделей винтов в опытовом бассейне проводят на специальных установках, позволяющих получать их характеристики в «свободной воде», т. е. позволяющих практически исключить влияние на характеристики винта гондолы, через которую осуществляется подвод мощности.

Модели винтов испытывают двумя способами: при постоянной частоте вращения и различных значениях скорости поступательного перемещения, а также при постоянной скорости и различной частоте вращения. Предпочтение отдается первому способу, обеспечивающему практически постоянное значение числа Re_p и дающему возможность получить изменение относительной поступи в широком диапазоне, вплоть до $J = 0$.

Иногда испытания проводят по первому способу при двух-трех значениях частоты вращения, поскольку прохождение всего диапазона поступи при одной частоте вращения не обеспечивается пределами измерений динамометрической аппаратуры.

В процессе испытаний измеряются упор T , момент Q , частота вращения n и скорость поступательного перемещения v_A , необходимые для вычисления безразмерных коэффициентов K_T , K_Q , поступи J и КПД η_0 . Значения скорости и частоты вращения должны обеспечивать заданный диапазон изменения поступи от $J = 0$ до $J = P_1/D$.

Результаты испытаний представляются графически в виде кривых действия — зависимостей K_T , K_Q , η_0 от J .

§ 11. РЕЗУЛЬТАТЫ СЕРИЙНЫХ ИСПЫТАНИЙ МОДЕЛЕЙ ГРЕБНЫХ ВИНТОВ

Расчет ходкости судов и выбор основных элементов гребного винта в настоящее время производится на основе данных испытаний систематических серий моделей гребных винтов в опытовых бассейнах и кавитационных трубах. На их основе строятся также исходные данные для детального расчета геометрии лопастей гребных винтов на ЭВМ с использованием вихревой теории несущей поверхности.

В табл. III.1 приведены основные элементы и условия испытаний для ряда используемых в отечественной практике серий моделей гребных винтов.

Широкое распространение в мировой практике проектирования гребных винтов получили серии, разработанные и испытанные в Голландском опытовом бассейне (так называемые серии В или серии Тростта) [91]. Основным достоинством этих серий гребных винтов является широкая вариация геометрических элементов и надежность полученных данных по гидродинамическим характеристикам, а также наличие сквозной (по шаговому и дисковому отношениям числа лопастей) математической аппроксимации кривых действия степенными функциями. Гребные винты

Таблица III.1. Основные элементы серий гребных винтов

№ п/п.	Условное название серии	Элементы серий					P/D	Лаборатория, число Рейнольдса	Профилировка
		Z	A _E /A ₀	r _H	ε ₀ /D	χ _R			
1	B4-55	4	0,55	0,167	0,045	15	0,6—1,4	Голландский опытовый бассейн Re _p = 2 · 10 ⁶ $\frac{AE}{A_0} \frac{1}{Z}$	Авиационно-сегментная
2	B4-70	4	0,70	0,167	0,045	15	0,6—1,4		
3	B4-85	4	0,85	0,167	0,045	15	0,6—1,4		
4	B5-60	5	0,60	0,167	0,040	15	0,6—1,4		
5	B5-75	5	0,75	0,167	0,040	15	0,6—1,4		
6	T4-58	4	0,58	0,18	0,060	0	0,6—1,5	Отечественная кавитационная труба, Re _p ≈ (2 ÷ 5) · 10 ⁵	NASA-66; α = 0,8
7	T4-75	4	0,75	0,18	0,060	0	0,6—1,5		
8	Z4-85	4	0,85	0,18	0,045	15	0,9—1,4		
9	Z4-100	4	1,00	0,18	0,045	15	0,9—1,4		
10	M4-65	4	0,65	0,20	0,06	5	0,6—1,4	Отечественный опытовый бассейн, Re _p ≈ (2,5 ÷ 4,5) · 10 ⁵	На базе NASA-66 с утолщением кромок
11	M4-85	4	0,85	0,20	0,055	5	0,6—1,4		
12	M4-75	4	0,75	0,20	0,06	5	0,6—1,4		
13	T6-68	6	0,68	0,18	0,045	7	0,5—1,3		
14	T7-70	7	0,70	0,18	0,041	7	0,5—1,3		
15	T8-72	8	0,72	0,18	0,039	7	0,5—1,3		

серий обеспечивают эффективную (с достаточно высоким КПД) переработку подводной мощности.

Профиль сечений лопастей серии — авиационный на внутренних радиусах и сегментный с плоской нагнетающей стенкой на наружных радиусах. Шаговое отношение гребных винтов серии В отсчитывается от внешней по отношению к профилям хорды, касающейся нагнетающей поверхности. Все гребные винты, за исключением четырехлопастных, имеют постоянный шаг вдоль радиуса. У серии четырехлопастных винтов шаг уменьшается на 20 % к ступице.

Геометрические элементы и гидродинамические характеристики гребных винтов серии В приведены в работах [14, 91].

Кривые действия моделей гребных винтов серии В были аппроксимированы полиномами вида

$$K_T = \sum_{k=0}^{M_1} A_k \left(\frac{AE}{A_0} \right)^{x_k} \left(\frac{P}{D} \right)^{y_k} (J)^{z_k}; \quad (III.11)$$

$$K_Q = \sum_{k=0}^{M_2} B_k \left(\frac{AE}{A_0} \right)^{x_k} \left(\frac{P}{D} \right)^{y_k} (J)^{z_k}; \quad (III.12)$$

где $M_1 = 19$, $M_2 = 25$ для $Z = 4$ и $M_1 = 17$, $M_2 = 18$ для $Z = 5$. Коэффициенты A_k , B_k и показатели степени x_k , y_k , z_k были найдены с использованием регресс-анализа и приведены для $Z = 4$ и 5 в табл. III.2, III.3.

Таблица III.2. Коэффициенты полиномов аппроксимации для винтов серии В4

k	K _T				K _Q			
	A _k	x _k	y _k	z _k	B _k	x _k	y _k	z _k
0	-0,719975-02	0	0	0	0,964375-02	0	0	0
1	-0,790916-01	1	0	0	-0,104103-01	1	0	0
2	-0,179541+00	0	0	1	0,512431-02	2	0	0
3	-0,625748-01	1	0	1	0,109936-01	3	0	0
4	-0,311639+00	0	0	2	-0,453419-02	0	0	1
5	0,143160+00	2	0	3	0,216078-01	1	0	1
6	0,531326+00	0	1	0	-0,507337-01	0	0	2
7	-0,114389+00	1	1	1	0,377970-01	1	0	2
8	0,625376-01	0	1	2	-0,549486-01	3	0	3
9	0,125537+00	0	1	3	-0,507319-01	2	1	0
10	-0,523821-01	1	1	3	0,368649-01	0	1	1
11	-0,207108+00	0	2	0	-0,106520+00	1	1	1
12	0,270781+00	1	2	0	0,465315-01	3	1	2
13	0,134182+00	0	2	1	0,883010-01	2	1	3
14	-0,121086+00	1	2	1	0,112619-01	0	2	0
15	-0,189764-01	3	2	1	0,104825+00	1	2	0
16	-0,439535-01	3	2	2	-0,449154-01	1	2	1
17	-0,624937-01	0	2	3	0,378780-01	2	2	1
18	-0,496939-02	2	6	0	0,177304-01	0	2	2
19	0,115986-01	2	6	1	-0,164687-01	1	2	2
20	—	—	—	—	-0,344328-01	2	2	2
21	—	—	—	—	-0,249132-01	3	2	2
22	—	—	—	—	-0,233007-01	1	2	3
23	—	—	—	—	-0,120209-02	0	6	0
24	—	—	—	—	-0,118997-02	3	6	0
25	—	—	—	—	0,458094-02	1	6	1

Таблица III.3. Коэффициенты полиномов аппроксимации для винтов серии В5

k	K _T				K _Q			
	A _k	x _k	y _k	z _k	B _k	x _k	y _k	z _k
0	-0,191226-01	0	0	0	0,520666-02	0	0	0
1	-0,860251-01	2	0	0	0,627259-01	2	0	1
2	-0,598290-02	3	0	0	-0,337780-01	3	0	1
3	-0,181301+00	0	0	1	-0,518101-01	0	0	2
4	-0,457217+00	0	0	2	0,396494-01	1	0	2
5	0,562903-01	3	0	2	-0,848886-02	0	0	3
6	0,990584-01	2	0	3	0,317571-01	3	0	3
7	0,431314-00	0	1	0	0,130016-01	0	1	0
8	0,189210+00	1	1	0	-0,340161-01	1	1	0
9	-0,254103+00	1	1	1	0,624821-01	0	1	1
10	0,413600+00	0	1	2	-0,239657+00	1	1	1
11	-0,126380+00	2	1	2	0,801838-01	2	1	1
12	-0,865914-01	0	2	0	0,119589-01	0	1	2
13	0,856485-01	1	2	0	-0,477460-01	3	1	2
14	0,113060+00	0	2	1	0,133699+00	1	2	0
15	-0,146526+00	0	2	2	-0,382898-01	2	2	0
16	-0,792780-02	0	6	0	0,270494-01	1	2	1
17	0,669368-02	1	6	1	-0,381466-02	1	6	0
18	-	-	-	-	0,241740-02	3	6	0

Аппроксимации (III.11) и (III.12) справедливы в следующем диапазоне изменения параметров: $0,4 \leq A_E/A_0 \leq 1,0$; $0,5 \leq P/D \leq 1,4$; $0 \leq J \leq 1,5$.

Гидродинамические коэффициенты K_T , K_Q серии В были также пересчитаны Остервальдом и Осаненом по методу Лербса на стандартное число Рейнольдса $Re_p = 2 \cdot 10^8$ и подвергнуты сквозной аппроксимации по числу лопастей, дисковому и шаговому отношениям, а также относительной поступи [75]:

$$K_T = \sum_{k=0}^{39} A_k (Z)^{Q_k} \left(\frac{A_E}{A_0}\right)^{x_k} \left(\frac{P}{D}\right)^{y_k} (J)^{z_k} \quad (III.13)$$

$$K_Q = \sum_{k=0}^{46} B_k (Z)^{Q_k} \left(\frac{A_E}{A_0}\right)^{x_k} \left(\frac{P}{D}\right)^{y_k} (J)^{z_k} \quad (III.14)$$

где $2 \leq Z \leq 7$; $0,4 \leq A_E/A_0 \leq 1,05$; $0,5 \leq P/D \leq 1,4$; $0 \leq J \leq 1,5$.

Коэффициенты аппроксимации A_k , B_k и показатели степени Q_k , x_k , y_k , z_k приведены в табл. III.4.

Учитывая приближенность метода Лербса, формулы (III.13) и (III.14) можно рекомендовать лишь для оценки влияния различных геометрических элементов на гидродинамические характеристики винтов серии В.

Аналитическое представление кривых действия гребных винтов в виде полиномов позволяет автоматизировать расчеты, связанные с определением параметров ходкости судов.

В иностранных источниках результаты испытаний винтов серии В обычно представлены в виде диаграмм $B_p - P/D$ при постоянных δ' . Для перехода к диаграммам $K_T - J$ следует использовать соотношения: $B_p = 33,07 \sqrt{\frac{K_Q}{J^5}} = 114,3/K_{NQ}^2$; $\delta' = 101,3/J$.

Таблица III.4. Коэффициенты полиномов аппроксимации для винтов серии В

k	K _T					K _Q				
	A _k	x _k	y _k	z _k	Q _k	B _k	x _k	y _k	z _k	Q _k
0	0,00880496	0	0	0	0	0,00379368	0	0	0	0
1	-0,204554	0	0	1	0	0,00886523	0	0	2	0
2	0,166351	0	1	0	0	-0,032241	0	1	1	0
3	0,158114	0	2	0	0	0,00344778	0	2	0	0
4	-0,147581	1	0	2	0	-0,0408811	1	1	0	0
5	-0,481497	1	1	1	0	-0,108009	1	1	1	0
6	0,415437	1	2	0	0	-0,0885381	1	1	2	0
7	0,0144043	0	0	0	1	0,188561	1	2	0	0
8	-0,0530054	0	0	2	1	-0,00370871	0	0	1	1
9	0,0143481	0	1	0	1	0,00513696	0	1	0	1
10	0,0606826	0	1	1	1	0,0209449	0	1	1	1
11	-0,0125894	1	0	0	1	0,00474319	0	1	2	1
12	0,0109689	1	0	1	1	-0,00723408	1	0	2	1
13	-0,133698	0	3	0	0	0,00438388	1	1	1	1
14	0,006338407	0	6	0	0	-0,0269403	1	2	0	1
15	-0,00132718	0	6	2	0	0,0558082	1	0	3	0
16	0,168496	1	0	3	0	0,0161886	1	3	0	0
17	-0,0507214	2	0	0	0	0,00318086	1	3	1	0
18	0,0854559	2	0	2	0	0,015896	2	0	0	0
19	-0,0504475	2	0	3	0	0,0471729	2	0	1	0
20	0,010465	2	6	1	0	0,0196283	2	0	3	0
21	-0,00648272	2	6	2	0	-0,0502782	2	1	0	0
22	-0,00841728	0	3	0	1	-0,030055	2	1	3	0
23	0,0168424	0	3	1	1	0,0417122	2	2	2	0
24	-0,00102296	0	3	3	1	-0,0397722	2	3	0	0
25	-0,0317791	1	3	0	1	-0,00350024	2	6	0	0
26	0,018604	2	0	1	1	-0,0106854	0	0	3	1
27	-0,00410798	2	2	0	1	0,00110903	0	3	3	1
28	-0,000606848	0	0	0	2	-0,000313912	0	6	0	1
29	-0,0049819	0	0	1	2	0,0035985	1	0	3	1
30	0,0025983	0	0	2	2	-0,00142121	1	6	0	1
31	-0,000560528	0	0	3	2	-0,00383637	2	0	1	1
32	-0,00163652	0	2	1	2	0,0126803	2	2	0	1
33	-0,000328787	0	6	1	2	-0,00318278	2	3	2	1
34	0,000116502	0	6	2	2	0,00334268	2	6	0	1
35	0,000690904	1	0	0	2	-0,00183491	0	1	1	2
36	0,00421749	1	3	0	2	0,000112451	0	2	3	2
37	0,0000565229	1	6	3	2	-0,0000297228	0	6	3	2
38	-0,00146564	2	3	0	2	0,000269551	1	0	1	2
39	-	-	-	-	-	0,00083265	1	0	2	2
40	-	-	-	-	-	0,00155334	1	2	0	2
41	-	-	-	-	-	0,000302683	1	6	0	2
42	-	-	-	-	-	-0,0001843	2	0	0	2
43	-	-	-	-	-	-0,000425399	2	3	0	2
44	-	-	-	-	-	0,0000869243	2	3	3	2
45	-	-	-	-	-	-0,0004659	2	6	0	2
46	-	-	-	-	-	0,0000554194	2	6	1	2

Т а б л и ц а III.5. Коэффициенты полиномов аппроксимации для винтов серий Т4-58, Т4-75

Серия винтов	Коэффициенты	a_{ij}					
		i					
		0	1	2	3	4	
Т4-58 $M_1 = 4$ $M_2 = 2$	K_T	0	-1,0462324-01	-9,1112534-01	2,8560199+00	-4,0327190+00	1,5915967+00
		1	6,9275618-01	1,1593933+00	-6,0102998+00	8,2106377+00	-3,2742921+00
		2	-1,3762381-01	-4,1871173-01	2,6672602+00	-3,7934212+00	1,5639374+00
	K_Q	0	-1,3838157-02	-1,0845492-02	1,3237937-01	-1,3593496-01	1,7190482-03
		1	4,6020458-02	-6,5568406-02	-2,2675890-01	3,0304252-01	-5,8707979-02
		2	3,3002988-02	6,7456312-02	-1,8255638-02	-5,0820856-02	1,1089440-02
Т4-75 $M_1 = 4$ $M_2 = 2$	K_T	0	5,4373210-03	-1,1039747+00	2,4408538+00	-3,4996168+00	1,4549098+00
		1	3,5684311-01	1,2326262+00	-3,3825806+00	4,5774423+00	-1,9170760+00
		2	1,9301002-01	-8,7047820-01	1,6477705+00	-1,8114796+00	7,0800893-01
	K_Q	0	-1,5320831-01	8,0919516-01	-1,3021156+00	6,8402678-01	-8,7458405-02
		1	3,8702314-01	-2,2547726+00	4,0326074+00	-2,8104554+00	6,6496686-01
		2	-1,2361322-01	1,1707706+00	-2,2652214+00	1,7025904+00	-4,4381203-01

В Советском Союзе И. А. Титовым были произведены испытания гребных винтов с близкими к предложенной Троостом формой сечений и контуром лопасти (серии Т4-58, Т4-75) [14]. Основное отличие заключается в большей по сравнению с серией В толщине лопастей. В силу особенностей профилировки относительная кривизна профилей серии И. А. Титова также превышает аналогичные величины для серии В. Этим по всей вероятности объясняется несколько большее значение КПД гребных винтов серий Т4-58, Т4-75 по сравнению с серией В.

Геометрические и гидродинамические характеристики серий моделей Т4-58 и Т4-75 приведены в [14].

Аналитическая аппроксимация кривых действия винтов серий имеет вид полиномов по степеням J , P/D [58]:

$$K_{T, Q} = \sum_{i=0}^{M_2} \sum_{j=0}^{M_1} a_{ij} (P/D)^i (J)^j = a_{00} + a_{01}J + a_{02}J^2 + \dots + a_{0M_1}J^{M_1} + (a_{10} + a_{11}J + a_{12}J^2 + \dots + a_{1M_1}J^{M_1}) P/D + \dots + (a_{M_20} + a_{M_21}J + a_{M_22}J^2 + \dots + a_{M_2M_1}J^{M_1}) (P/D)^{M_2}. \quad (III.15)$$

Коэффициенты a_{ij} для серий Т4-58 и Т4-75 приведены в табл. III.5. Аппроксимация (III.15) справедлива в следующем диапазоне параметров: $0,6 \leq P/D \leq 1,5$; $0,3 \leq J \leq 1,5$.

Гребные винты серий В и И. А. Титова проектировались и испытывались в 40—60-х гг., и заложенные в них конструктивные решения соответствовали уровню развития гидродинамики тех времен. Сравнительный анализ гидромеханических характеристик винтов указанных серий показывает, что при удовлетворительной эффективности (КПД) эти винты, как правило, не могут обеспечить при прочих равных условиях достаточную величину запаса против возникновения кавитации при работе в неравномерном потоке за корпусом современных и перспективных транспортных судов. Выдвигаемые на современном этапе развития судостроения требования к движителям по эффективности и виброактивности вынуждают искать новые конструктивные решения: разгрузку концевых сечений лопастей, введение существенной асимметрии их контура, применение ламинаризованных профилей, устойчивых к возникновению кавитации в неравномерном потоке, и т. д.

Ниже приводятся материалы по геометрическим и гидродинамическим характеристикам моделей гребных винтов современной геометрии (п. 8—15 табл. III.1). Модели серии были спроектированы с использованием вихревой теории несущей поверхности и имеют профилировку по типу профилей NASA-66mod. Серии Z4-85, Z4-100 [28], T6-68, T7-70 и T8-72 [68], спроектированы как оптимальные по Бетцу, а серии M4-65, M4-85 и M4-75 характеризуются некоторой гидродинамической разгрузкой концов лопастей. Контур лопастей серии M4-75 отличается большой саблевидностью (несимметрией), а у остальных серий контур умеренно саблевидный.

На рис. III.1—III.4 и в табл. III.6 приведены геометрические характеристики гребных винтов серий Z4-85 и Z4-100 [28]. Сечения лопастей представляют собой профили типа NASA-66 со средней линией $a = 0,8$ (см. § 34).

Т а б л и ц а III.6. Геометрические характеристики гребных винтов

\bar{r}	$\frac{b/D}{A_E/A_0}$	C_1/b	e/D	\bar{r}	$\frac{b/D}{A_E/A_0}$	C_1/b	e/D
0,18	0,403	0,375	0,0378	0,7	0,536	0,525	0,0170
0,2	0,415	0,380	0,0370	0,8	0,491	0,554	0,0130
0,3	0,468	0,415	0,0330	0,9	0,322	0,622	0,0090
0,4	0,512	0,445	0,0290	0,95	0,305	0,672	0,0070
0,5	0,537	0,468	0,0250	1,0	0	—	0,0050
0,6	0,548	0,490	0,0210				

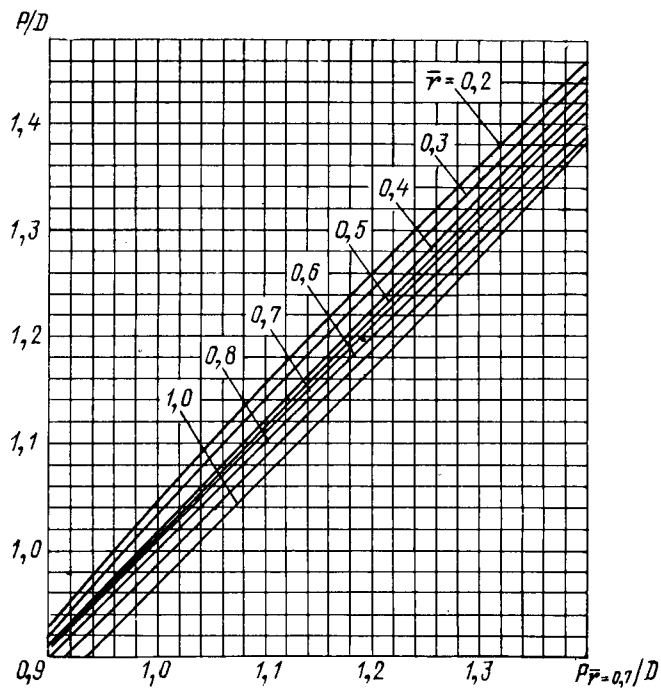


Рис. III.1. Распределение шагового отношения гребных винтов серии Z4-85.

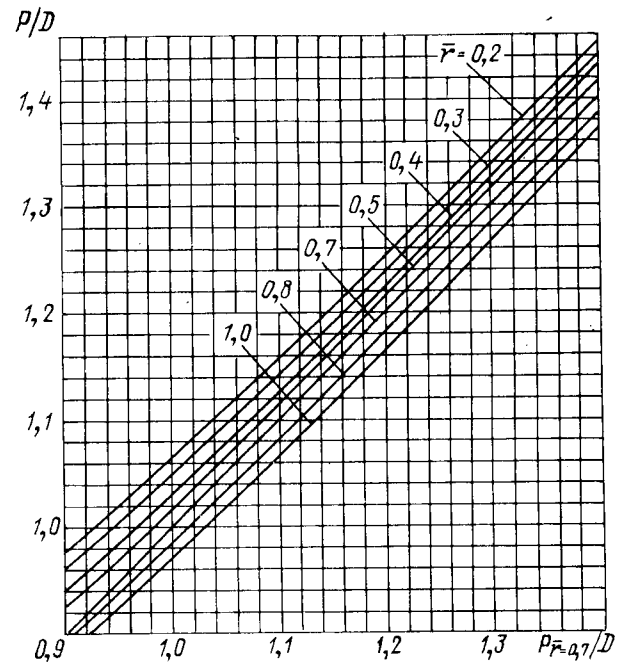


Рис. III.3. Распределение шагового отношения гребных винтов серии Z4-100.

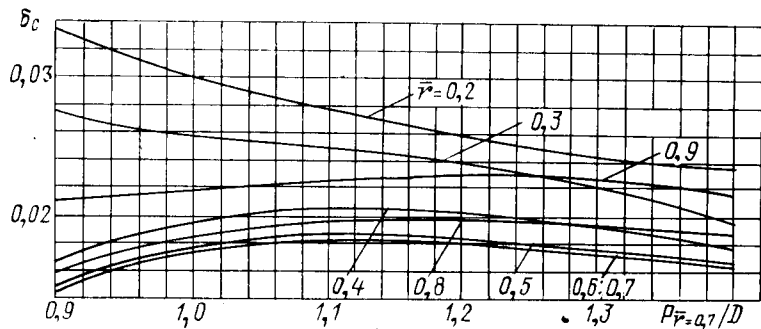


Рис. III.2. Распределение относительной кривизны сечений лопастей гребных винтов серии Z4-85.

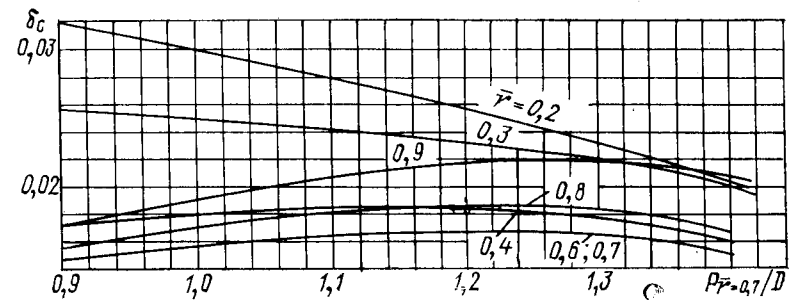


Рис. III.4. Распределение относительной кривизны сечений лопастей гребных винтов серии Z4-100.

Таблица III.7. Коэффициенты полиномов аппроксимации для винтов серий Z4-85, Z4-100

Серия винтов	Коэффициенты	a_{ij}			
		i	j		
			0	1	2
Z4-85 $M_1 = 2$ $M_2 = 2$	K_T	0	-0,29123695	-0,88301581	0,33759271
		1	0,98799606	0,72483639	-0,57543487
		2	-0,17224243	-0,32578679	0,24394612
	K_Q	0	0,10090121	-0,43332776	0,22240527
		1	-0,20792632	0,80429954	-0,46639983
		2	0,17281694	-0,40232424	0,22263776
Z4-100 $M_1 = 2$ $M_2 = 2$	K_T	0	-0,70506018	0,90475108	-0,98330546
		1	1,76971107	-2,33036499	1,61712200
		2	-0,53251456	0,96614191	-0,66228857
	K_Q	0	-0,023182039	0,065192810	-0,12177603
		1	0,028653350	-0,097383655	0,15146552
		2	0,068963008	-0,013003875	-0,44945911

Гидродинамические характеристики приведены в виде диаграмм на рис. III.5–III.8. Значения шаговых отношений, указанные на диаграммах, соответствуют $\bar{r} = 0,7$. Элементы винтов: $Z = 4$; $\bar{r}_H = 0,18$; $e_0/D = 0,045$. Отношение $A_E/A_0 = 0,85$ для диаграмм рис. III.5 и III.6, $A_E/A_0 = 1,0$ для диаграмм рис. III.7, III.8. Влияние кавитации на кривые действия гребных винтов серии можно оценить с помощью рис. V.6. В табл. III.7 даны значения коэффициентов аппроксимации полиномами вида (III.15). Допустимые диапазоны параметров: $0,9 \leq P/D \leq 1,4$; $0,5 \leq J \leq 1,3$.

Геометрические и гидродинамические характеристики моделей гребных винтов серий M4-65, M4-85 и M4-75 сведены в табл. III.8 и рис. III.9–III.20. На диаграммах указаны значения P/D при $\bar{r} = 0,7$. Сечения лопастей винтов серий M4-65 и M4-85 имеют распределение толщины ИК-75, кривизны — ИК: $a = 0,8$, $b = 0,05$, а серия M4-75 спрофилирована на базе профилей ИК-80 со средней линией ИК: $a = 0,8$, $b = 0,05$ (см. § 34).

С целью предотвращения неблагоприятных с точки зрения кавитации и технологичности изготовления искажений геометрии лопастей («ложкообразности») серии с большой саблевидностью (M4-75) было введено искривление образующей. При этом

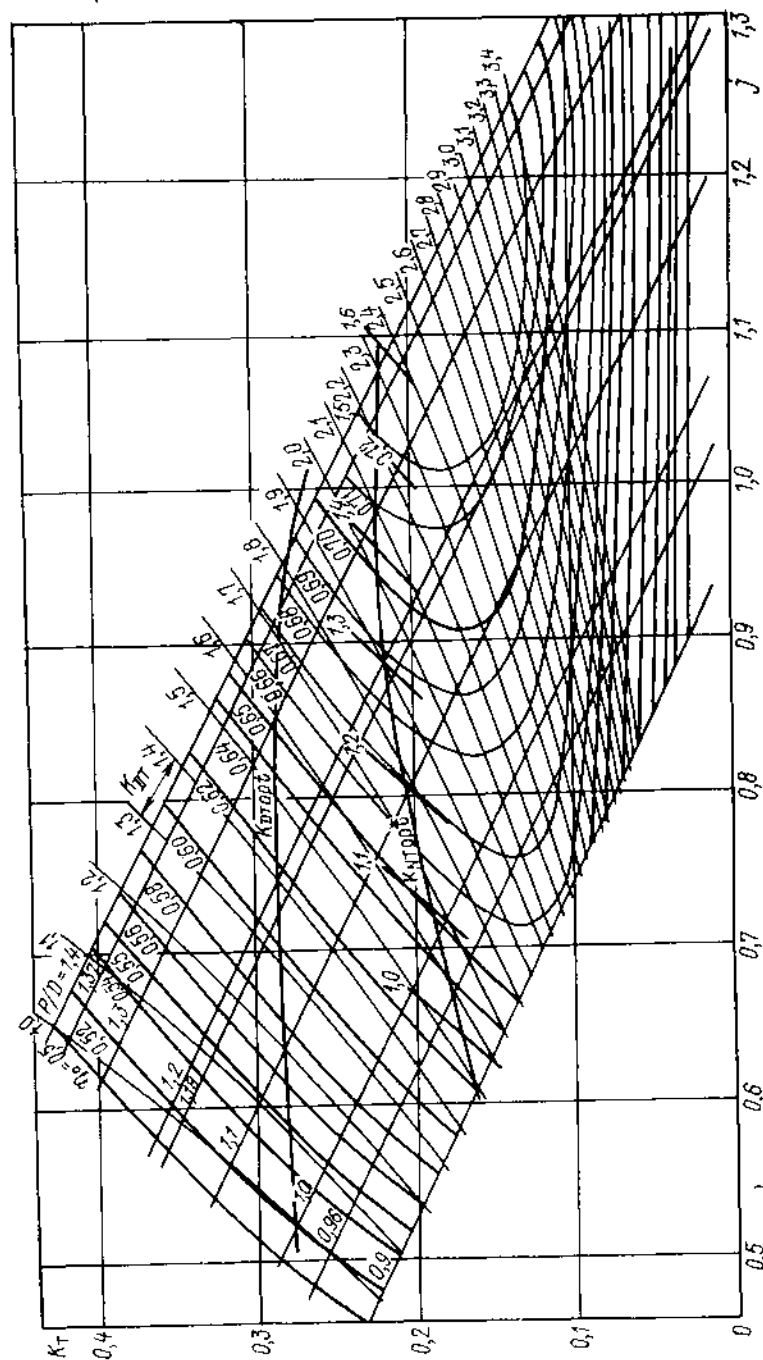


Рис. III.5. Диаграмма $J - K_T$ для расчета гребных винтов серии Z4-85 ($Z = 4$; $A_E/A_0 = 0,85$; $\bar{r}_H = 0,18$; $e_0/D = 0,045$).

отклонение образующей от плоскости диска винта вычисляется по формуле (положительное значение соответствует смещению в нос)

$$x_R(r) = c_S(r) \frac{\sin(\varphi_0 - \varphi)}{\cos \varphi_0},$$

где $c_S(r)$ — отстояние середины спрямленного сечения лопасти от осевой линии, положительное при смещении середины в сторону входящей кромки; φ_0 — шаговый угол на $r = 0,9$.

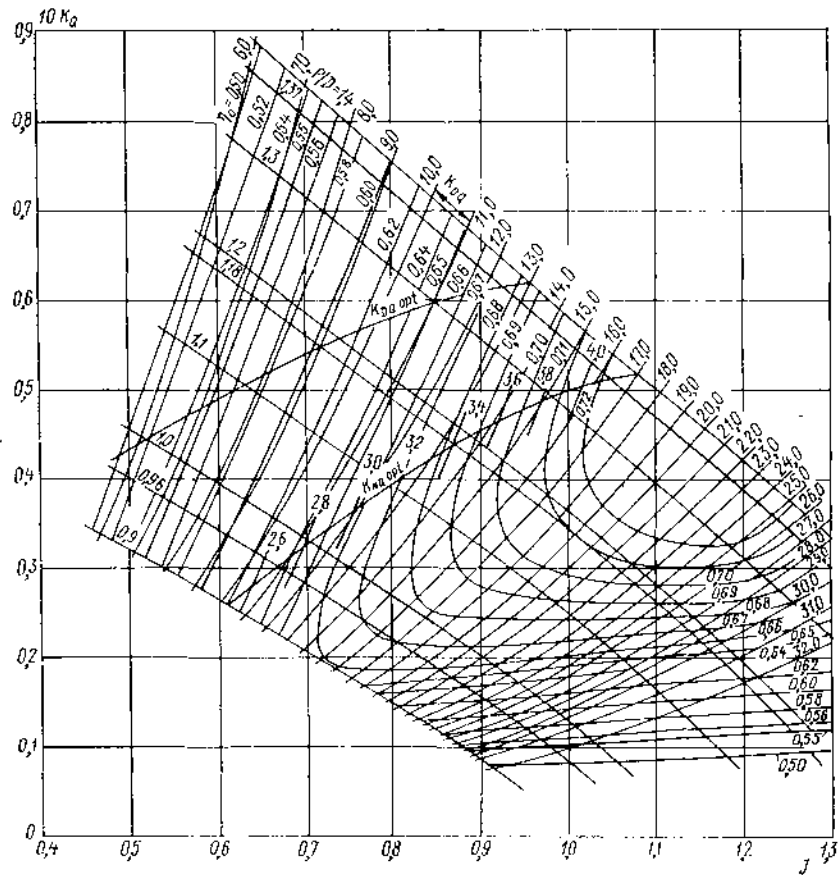


Рис. III.6. Диаграмма $J-10K_0$ для расчета гребных винтов серии Z4-85 ($z = 4$; $A_F/A_0 = 0,85$; $r_H = 0,18$; $e_0/D = 0,045$).

Коэффициенты аппроксимации кривых действия серий приведены в табл. III.9; допустимые диапазоны: $0,6 \leq P/D \leq 1,4$; $0 \leq J \leq 1,4$. Кавитационные качества винтов серии (по начальным и развитым стадиям) можно оценить, используя данные § 20.

Геометрические и гидродинамические характеристики многолопастных гребных винтов [68] приведены в табл. III.10, III.11 и на рис. III.21—III.30. Значения шаговых отношений, указанные на диаграммах, соответствуют $\bar{r} = 0,7$.

Кавитационные качества моделей многолопастных гребных винтов приведены на рис. V.6 в виде зависимости критического значения коэффициента нагрузки, при котором наступает «отвал» кривых действия, от дискового отношения и числа кавитации.

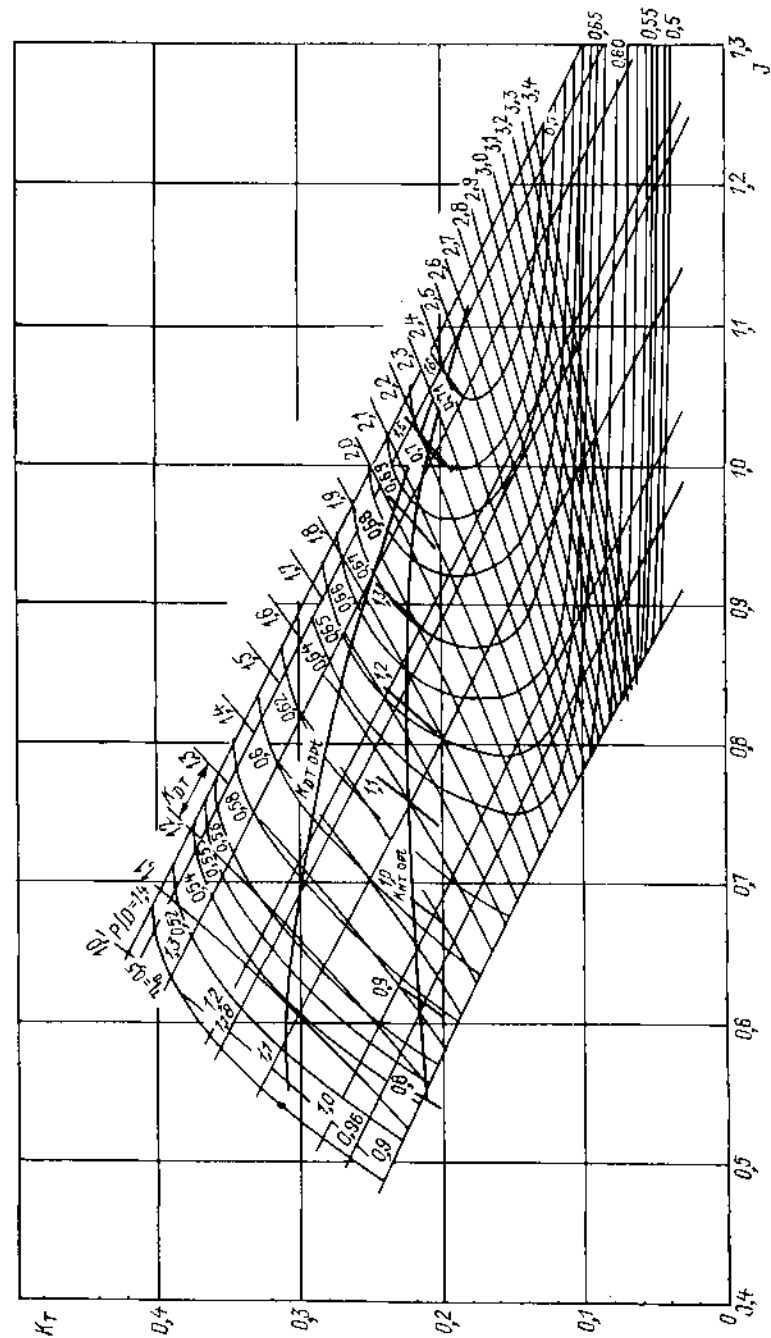


Рис. III.7. Диаграмма $J-K_0$ для расчета гребных винтов серии Z4-100 ($z = 4$; $A_F/A_0 = 1,0$; $r_H = 0,18$; $e_0/D = 0,045$).

Таблица III.8. Геометрические характеристики моделей гребных винтов серий М4-65, М4-85, М4-75

\bar{r}	М4-65			М4-85			М4-75		
	b/D	c_1/D	e/D	b/D	c_1/D	e/D	b/D	c_1/D	e/D
0,2	0,264	0,132	0,0489	0,344	0,172	0,0442	0,262	0,131	0,0492
0,3	0,295	0,146	0,0434	0,378	0,192	0,0399	0,324	0,155	0,0438
0,4	0,322	0,121	0,0378	0,422	0,207	0,0348	0,373	0,171	0,0384
0,5	0,347	0,165	0,0323	0,452	0,217	0,0297	0,410	0,176	0,0330
0,6	0,365	0,167	0,0267	0,476	0,222	0,0247	0,433	0,166	0,0276
0,7	0,372	0,161	0,0212	0,486	0,218	0,0197	0,437	0,135	0,0222
0,8	0,359	0,144	0,0156	0,468	0,198	0,0146	0,415	0,076	0,0168
0,9	0,295	0,099	0,0101	0,392	0,147	0,0096	0,338	-0,026	0,0114
0,95	0,238	0,063	0,0070	0,305	0,096	0,0070	0,254	-0,105	0,0087
0,975	0,177	0,028	0,0059	0,230	0,055	0,0058	0,189	-0,156	0,0073
1,0	0	-0,064	0,0045	0	-0,064	0,0045	0	-0,270	0,0060

Таблица III.9. Коэффициенты полиномов аппроксимации для винтов серий М4-65, М4-85, М4-75

Серия винтов	Коэффициенты	i	a_{ij}		
			j		
			0	1	2
М4-65 $M_1 = 2$ $M_2 = 2$	K_T	0	-0,15479427	0,069478720	-0,41659550
		1	0,81541839	-0,87327498	0,66804193
		2	-0,17311932	0,41293339	-0,30059742
	K_Q	0	-0,009023072	0,028147417	-0,028533985
		1	0,029819270	-0,085226424	0,026204714
		2	0,047197883	0,014364172	-0,009603993
М4-85 $M_1 = 2$ $M_2 = 2$	K_T	0	-0,12707450	-0,095703570	-0,27265471
		1	0,74711162	-0,53770971	0,37310127
		2	-0,09831168	0,18487162	-0,13172548
	K_Q	0	0,0053864431	-0,015438526	-0,001173272
		1	-0,0051399192	0,011112044	-0,031600614
		2	0,0728998849	-0,045078870	0,023081450
М4-75 $M_1 = 2$ $M_2 = 2$	K_T	0	-0,15120610	-0,04505889	-0,32217171
		1	0,79621433	-0,62825763	0,47450045
		2	-0,13673820	0,21919730	-0,16336839
	K_Q	0	0,000555437	-0,020535509	-0,002279019
		1	0,097727806	0,028118853	-0,041437562
		2	0,056919774	-0,047327865	0,030190481

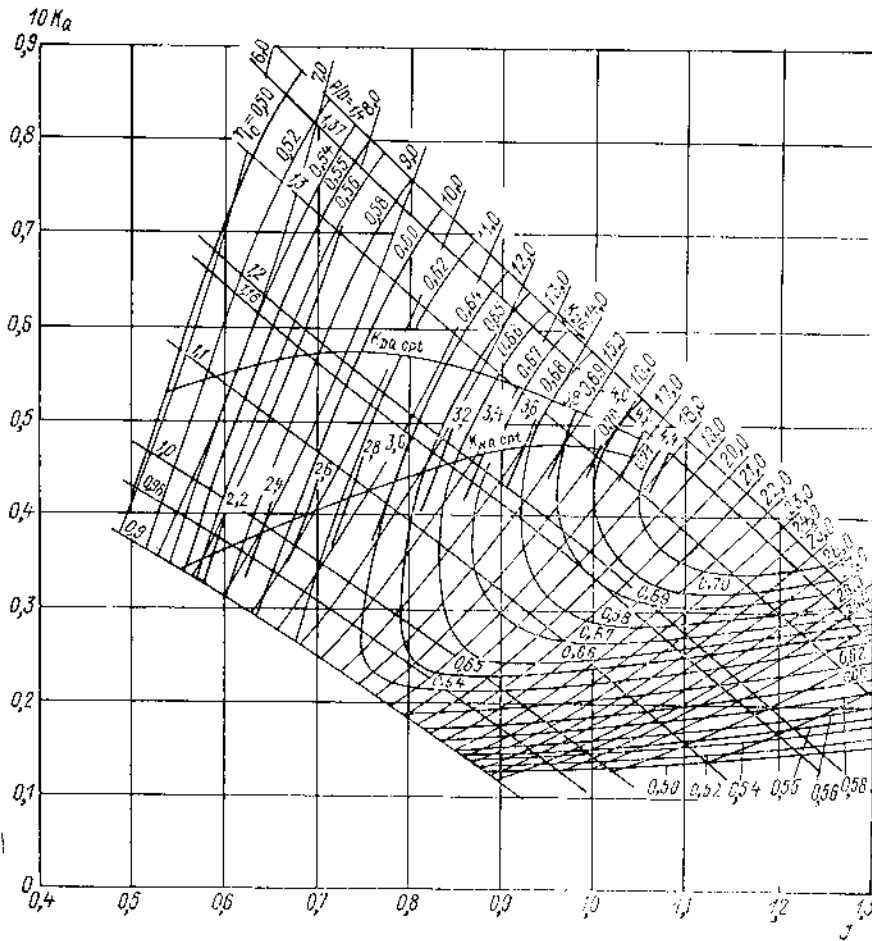


Рис. III.8. Диаграмма $J-10K_Q$ для расчета гребных винтов серии 74-100 ($Z = 4$; $A_E/A_0 = 1,0$; $\bar{r}_M = 0,18$; $e_0/D = 0,045$).

Т а б л и ц а III.10. Геометрические характеристики гребных винтов серий Т6-68, Т7-70, Т8-72

Серия винтов	Характеристики	\bar{r}										
		0,25	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,98	1,0
Т6-68	b/D	0,187	0,196	0,213	0,230	0,243	0,251	0,245	0,214	0,190	—	0
	c_1/D	0,110	0,112	0,116	0,117	0,116	0,110	0,0925	0,060	0,035	—	-0,065
	e/D	0,0355	0,0332	0,0285	0,0240	0,0202	0,0165	0,0127	0,00925	0,0075	—	0,0055
Т7-70	b/D	0,166	0,174	0,189	0,203	0,215	0,220	0,222	0,200	0,169	0,129	0
	c_1/D	0,096	0,099	0,102	0,103	0,103	0,0985	0,0845	0,056	0,031	0,0040	-0,0575
	e/D	0,0320	0,030	0,0250	0,0210	0,0170	0,0135	0,010	0,0075	0,0060	0,0055	0,0050
Т8-72	b/D	0,148	0,157	0,172	0,183	0,194	0,200	0,200	0,180	0,152	0,116	0
	c_1/D	0,087	0,0895	0,0920	0,093	0,0935	0,088	0,076	0,050	0,028	0,0020	-0,050
	e/D	0,0295	0,0270	0,0220	0,0175	0,0140	0,0110	0,0085	0,0060	0,0055	0,0050	0,0045

Т а б л и ц а III.11. Геометрические характеристики гребных винтов серий Т6-68, Т7-70, Т8-72

Серия винтов	\bar{r}	$P(\bar{r})/P(\bar{r} = 0,7)$							
		$\frac{P(0,7)}{D}$	0,5	0,6	0,7	0,9	1,1	1,3	
Т6-68	0,3		1,168	1,140	1,119	1,096	1,088	1,088	
	0,4		1,105	1,088	1,077	1,064	1,060	1,060	
	0,5		1,058	1,046	1,038	1,032	1,030	1,030	
	0,6		1,018	1,015	1,012	1,012	1,012	1,012	
	0,7		1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	
	0,8		0,998	0,998	0,998	0,998	0,998	0,998	
	0,9-1,0		0,996	0,996	0,996	0,966	0,996	0,996	
	Т7-70	0,3		1,190	1,166	1,148	1,120	1,096	1,069
		0,4		1,10	1,094	1,086	1,076	1,062	1,044
0,5			1,047	1,047	1,046	1,041	1,035	1,025	
0,6			1,018	1,018	1,018	1,016	1,013	1,010	
0,7			1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	
0,8			0,973	0,983	0,985	0,990	0,990	0,990	
0,9-1,0			0,953	0,967	0,976	0,982	0,982	0,982	
Т8-72		0,3		1,215	1,190	1,172	1,147	1,122	1,088
		0,4		1,118	1,104	1,095	1,087	1,076	1,054
	0,5		1,050	1,046	1,043	1,041	1,039	1,032	
	0,6		1,015	1,015	1,015	1,016	1,016	1,017	
	0,7		1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	1,0	
	0,8		0,992	0,992	0,992	0,992	0,992	0,992	
	0,9-1,0		0,988	0,988	0,988	0,988	0,988	0,988	

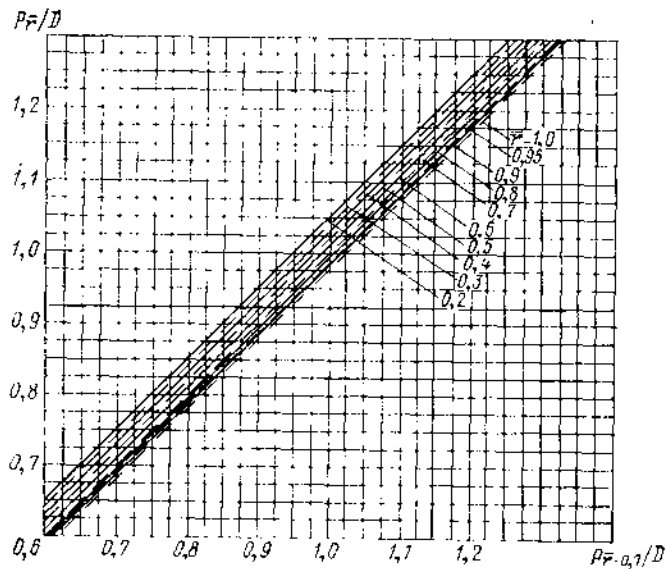


Рис. III.9. Распределение шагового отношения гребных винтов серий М4-65, М4-85.

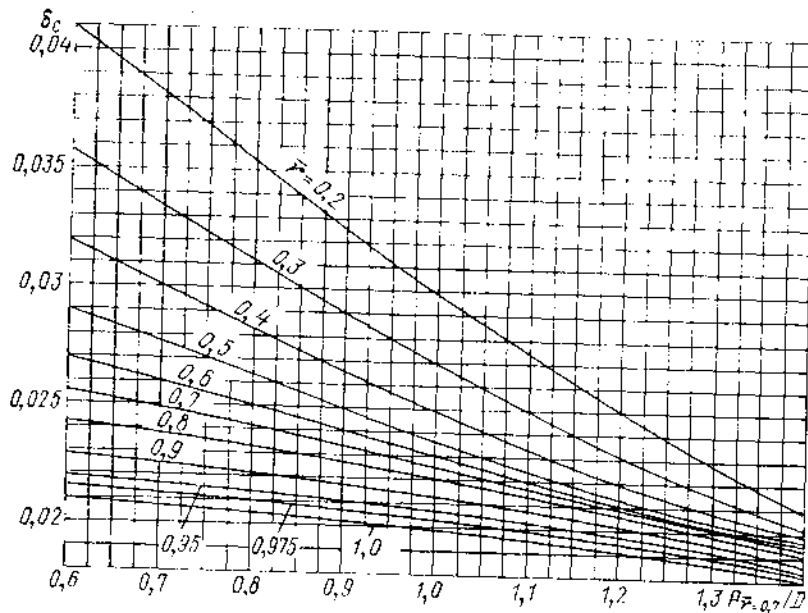


Рис. III.10. Распределение относительной кривизны сечений лопастей гребных винтов серии М4-65.

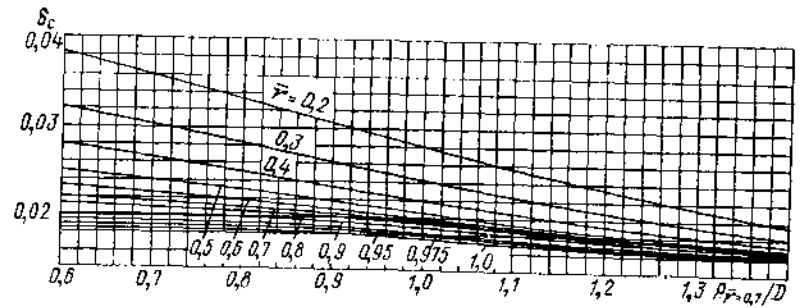


Рис. III.11. Распределение относительной кривизны сечений лопастей гребных винтов серии М4-85.

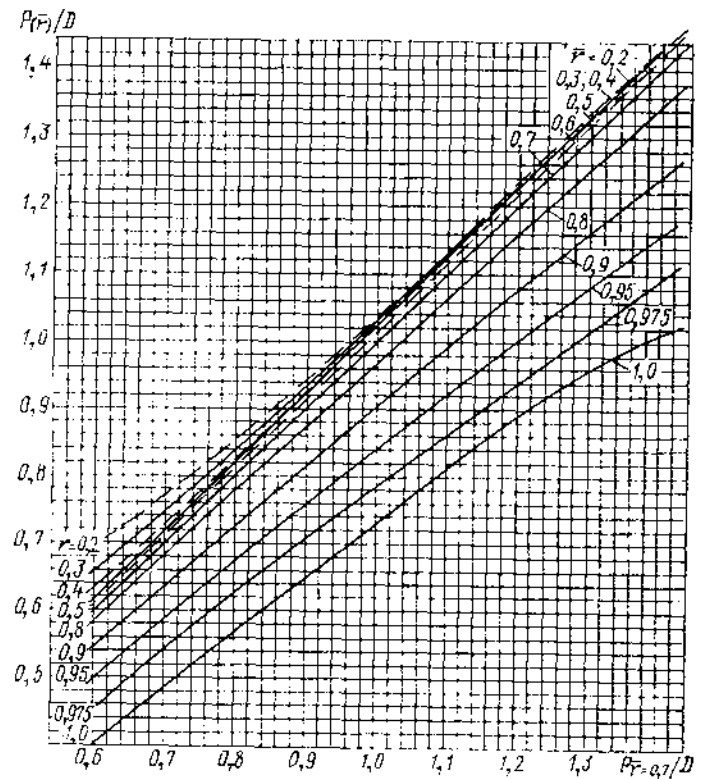


Рис. III.12. Распределение шагового отношения гребных винтов серии М4-75.

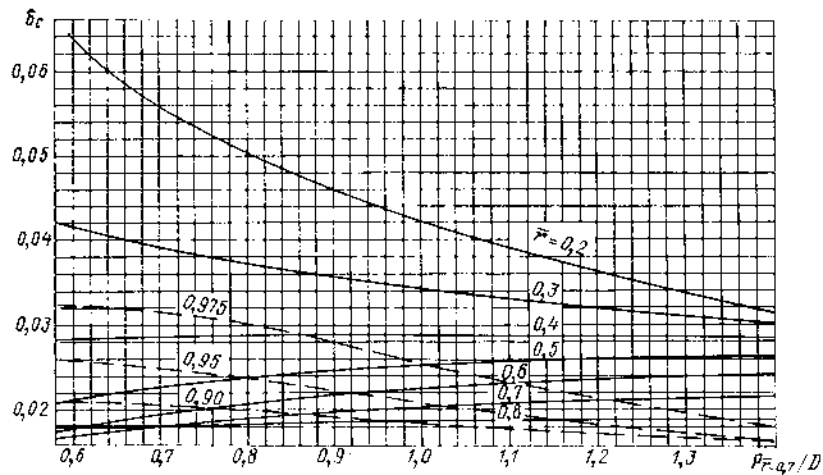


Рис. III.13. Распределение относительной кривизны сечений лопастей гребных винтов серии М4-75.

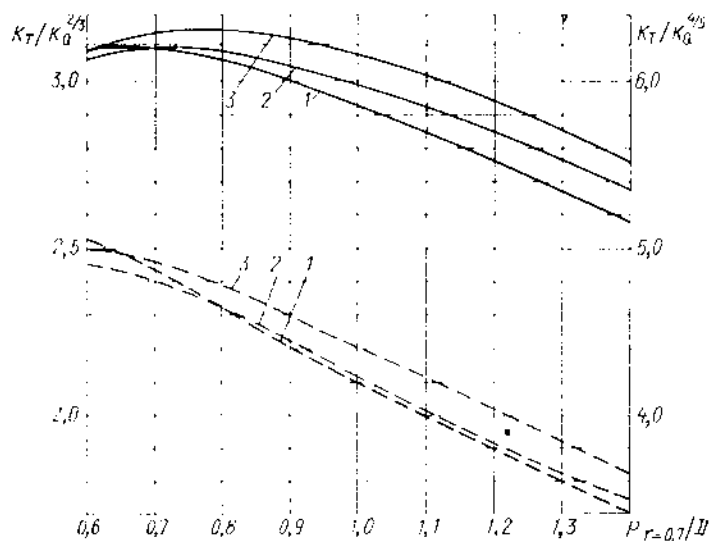


Рис. III.14. Зависимость гидродинамического качества гребных винтов серий М4-65, М4-85 и М4-75 на швартовах при $D = \text{const}$ ($K_T/K_Q^{2/3}$) и $n = \text{const}$ ($K_T/K_Q^{4/5}$) от P/D .

1 — серия М4-65; 2 — серия М4-85; 3 — серия М4-75. — $K_T/K_Q^{2/3}$;
 - - - $K_T/K_Q^{4/5}$.

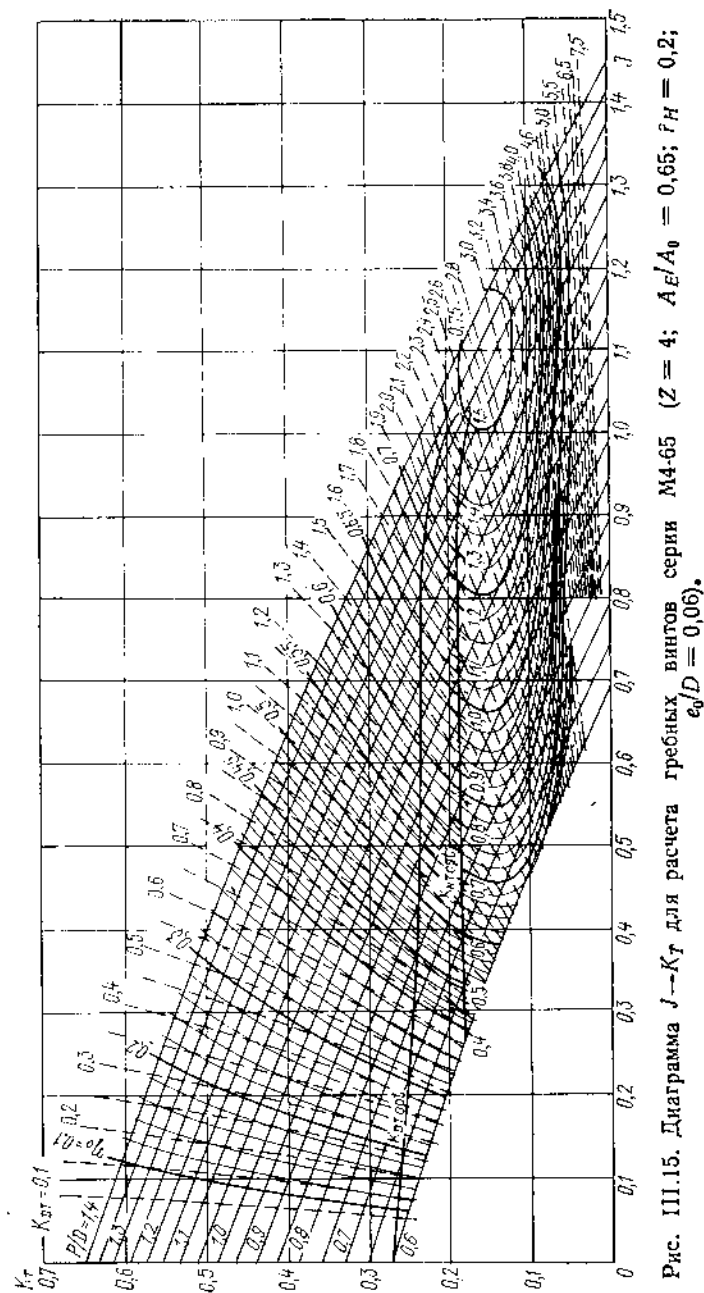


Рис. III.15. Диаграмма $J \rightarrow K_T$ для расчета гребных винтов серии М4-65 ($Z = 4$; $A_E/A_0 = 0,65$; $r_H = 0,2$; $e_0/D = 0,06$).

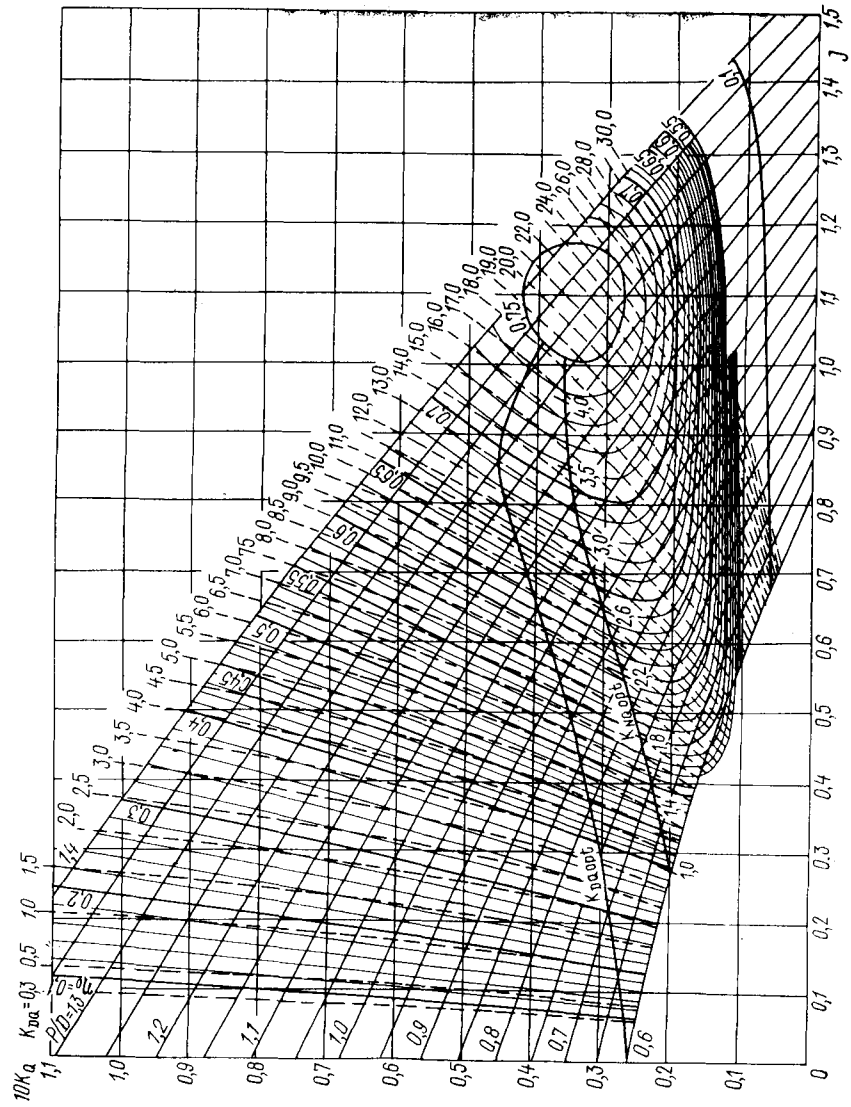


Рис. III.16. Диаграмма $J-10 K_Q$ для расчета гребных винтов серии М4-65 ($Z = 4$; $A_E/A_0 = 0.65$; $\bar{r}_H = 0.2$; $e_0/D = 0.06$).

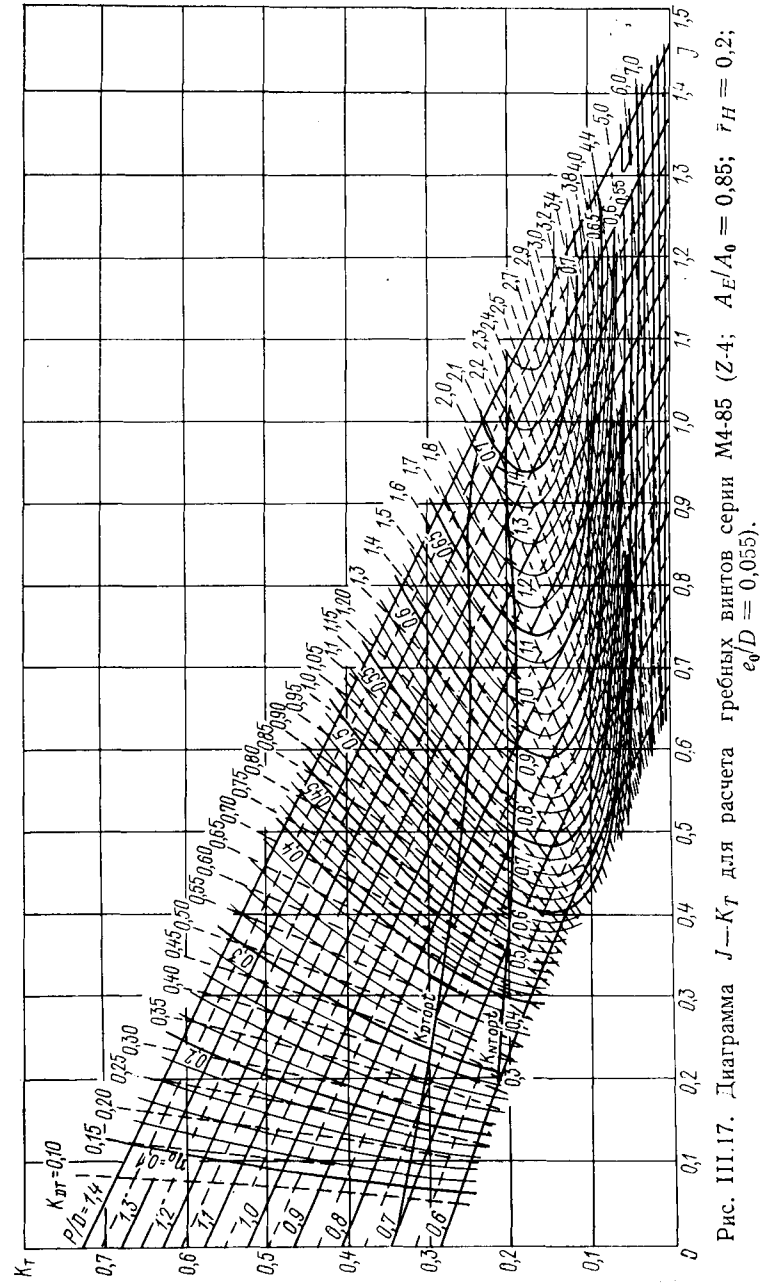


Рис. III.17. Диаграмма $J-K_T$ для расчета гребных винтов серии М4-85 ($Z=4$; $A_E/A_0 = 0.85$; $\bar{r}_H = 0.2$; $e_0/D = 0.055$).

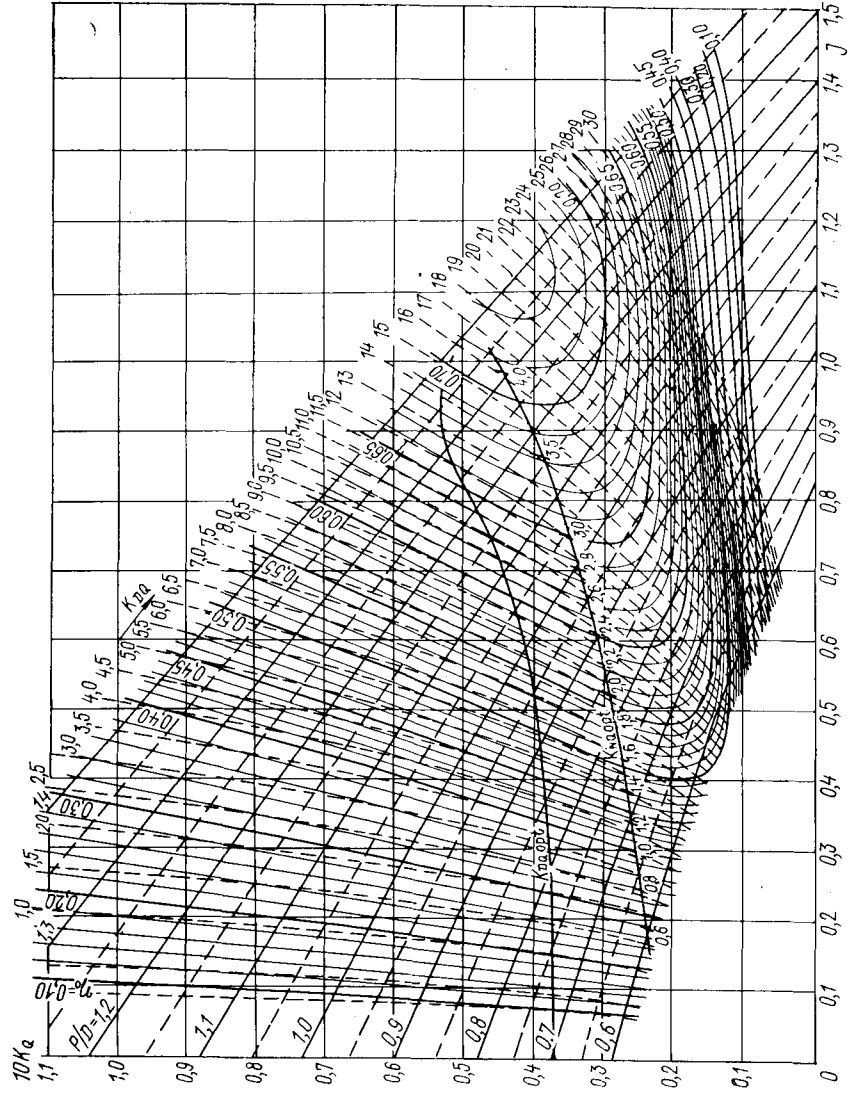


Рис. III.18. Диаграмма J — $10 K_Q$ для расчета гребных винтов серии М4-85 ($Z = 4$; $A_E/A_0 = 0,85$; $\bar{r}_H = 0,2$; $e_0/D = 0,055$).

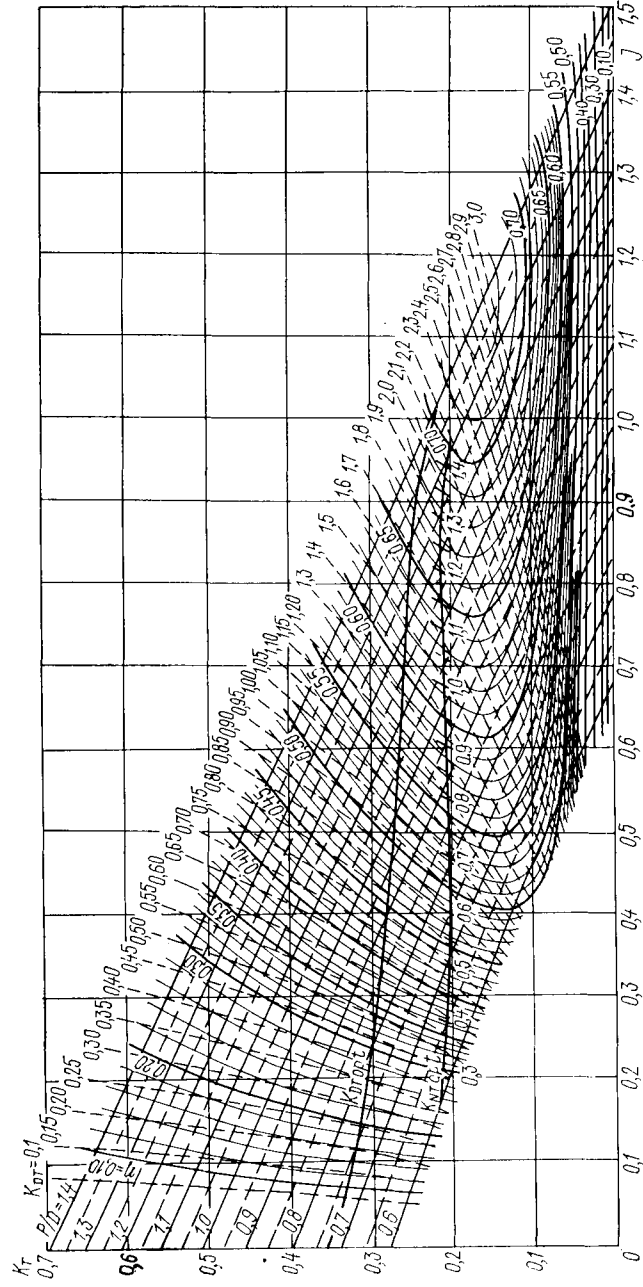


Рис. III.19. Диаграмма J — K_T для расчета гребных винтов серии М4-75 ($Z = 4$; $A_E/A_0 = 0,75$; $\bar{r}_H = 0,2$; $e_0/D = 0,06$).

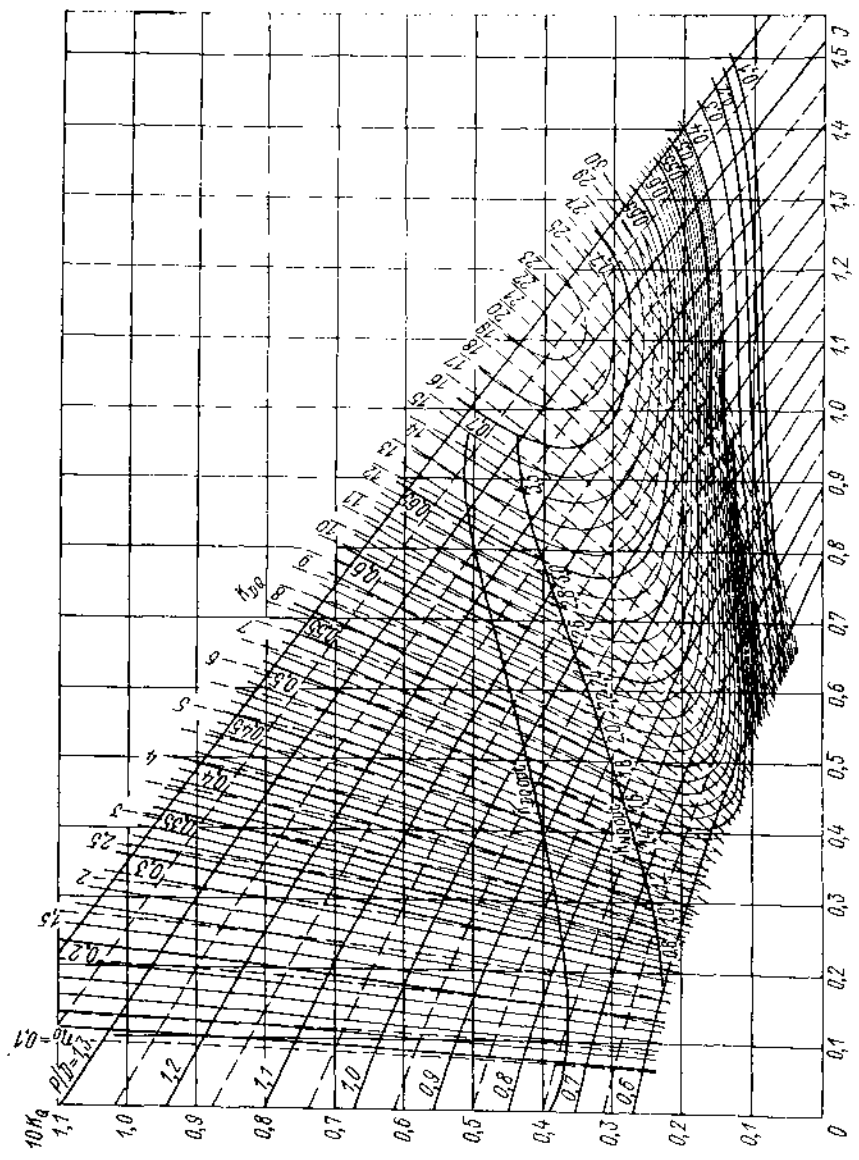


Рис. III.20. Диаграмма $J-10 K_Q$ для расчета гребных винтов серии М4-75 ($Z = 4$; $A_E/A_0 = 0,75$; $r_H = 0,2$; $e_0/D = 0,06$).

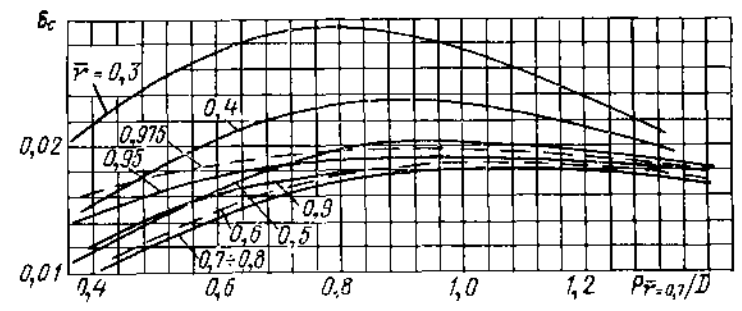


Рис. III.21. Распределение относительной кривизны сечений лопастей гребных винтов серии Т6-68.

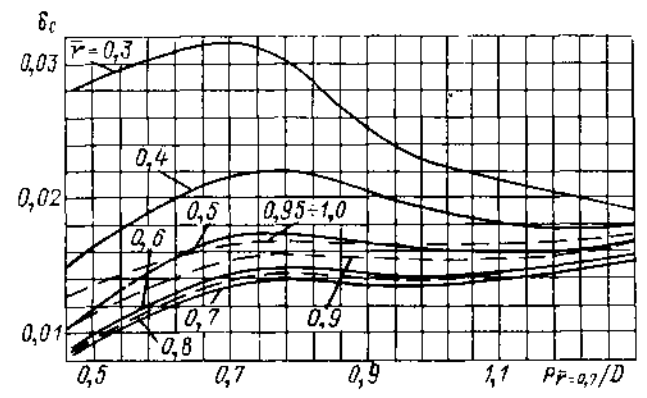


Рис. III.22. Распределение относительной кривизны сечений лопастей гребных винтов серии Т7-70.

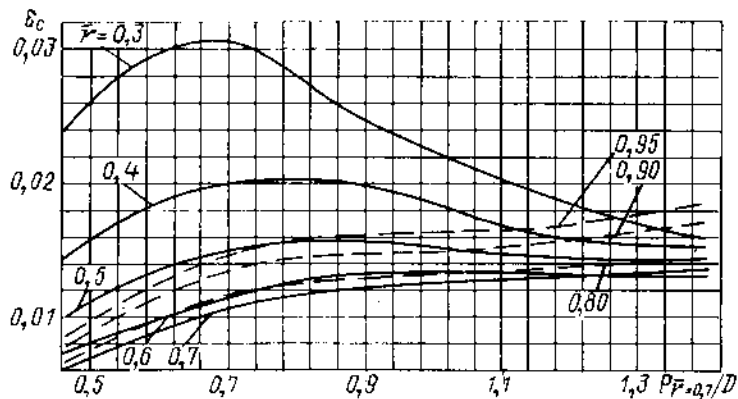


Рис. III.23. Распределение относительной кривизны сечений лопастей гребных винтов серии Т8-72.

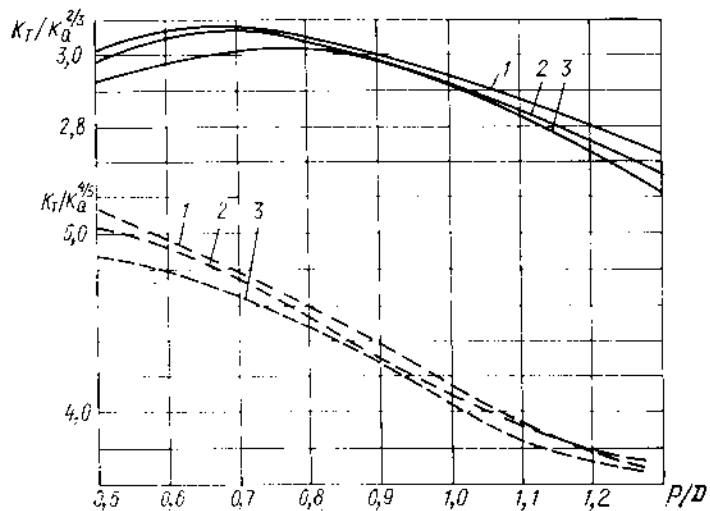


Рис. III.24. Зависимость гидродинамического качества гребных винтов серий Т6-68, Т7-70 и Т8-72 на швартовах при $D = \text{const}$ ($K_T/K_Q^{2/3}$) и $n = \text{const}$ ($K_T/K_Q^{4/5}$) от P/D .

1 — серия Т6-68; 2 — серия Т7-70; 3 — серия Т8-72. — — — $K_T/K_Q^{2/3}$;
 - - - $K_T/K_Q^{4/5}$.

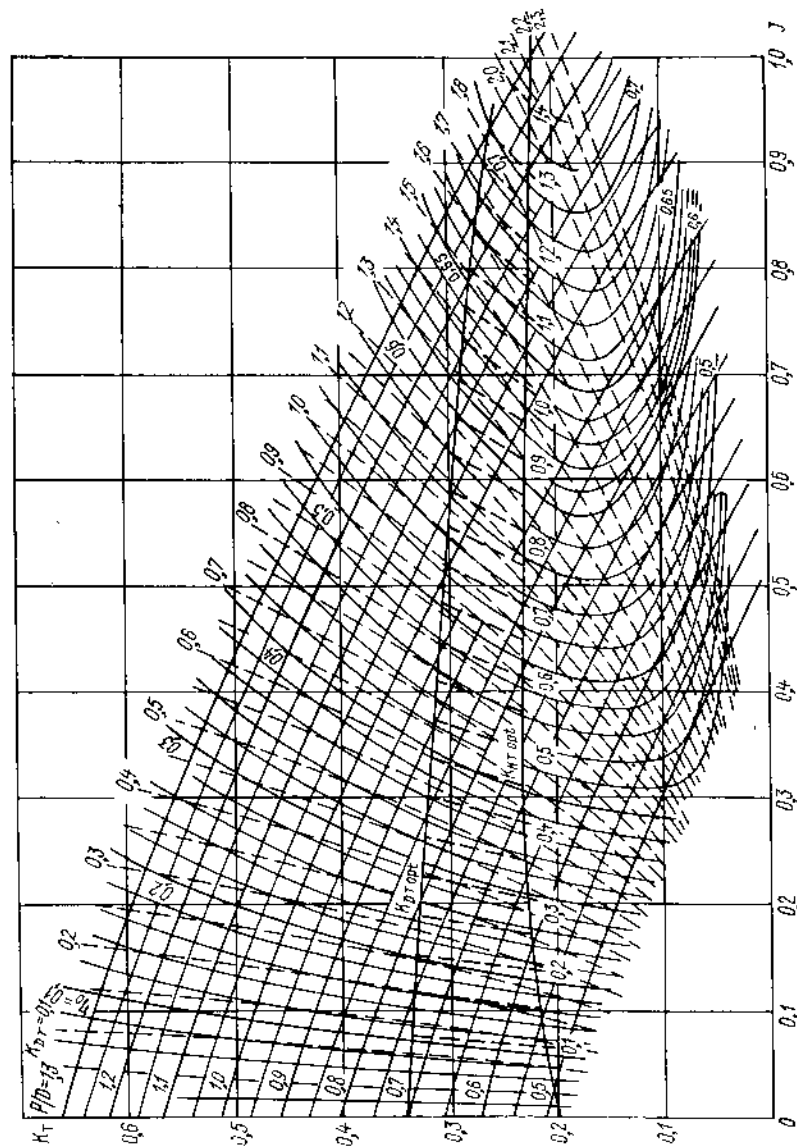


Рис. III.25. Диаграмма $J-K_T$ для расчета гребных винтов серии Т6-68 ($Z = 6$; $A_E/A_0 = 0.68$; $\bar{r}_H = 0.18$; $\epsilon_0/D = 0.045$).

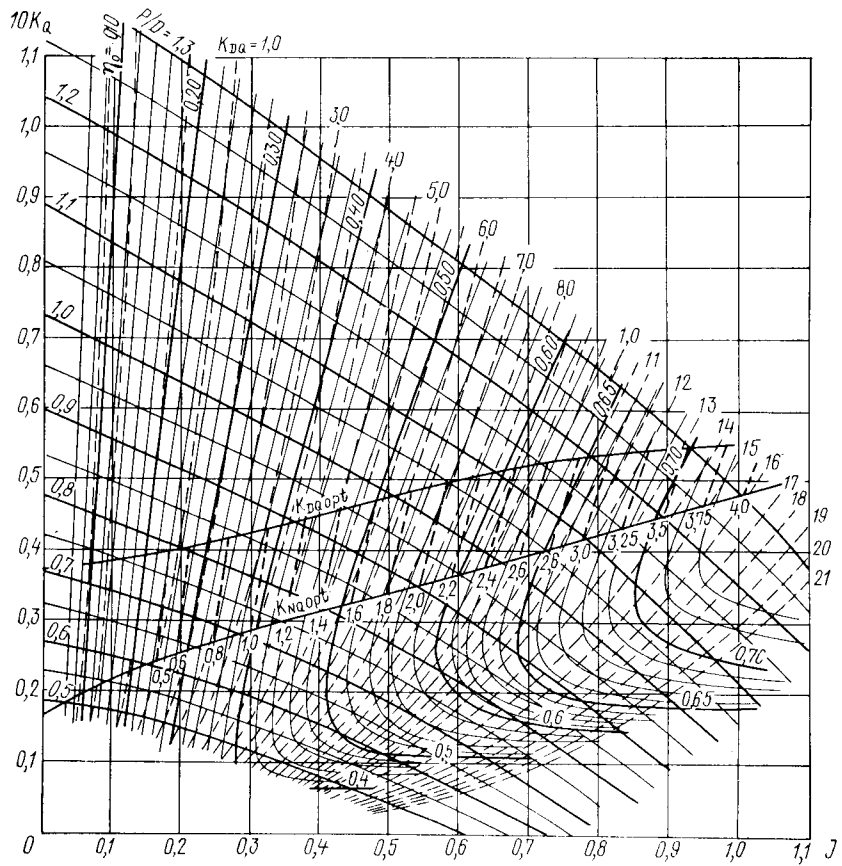


Рис. III.26. Диаграмма $J-10 K_{\alpha}$ для расчета гребных винтов серии Т6-68 ($Z = 6$; $A_E/A_0 = 0,68$; $r_H = 0,18$; $e_0/D = 0,045$).

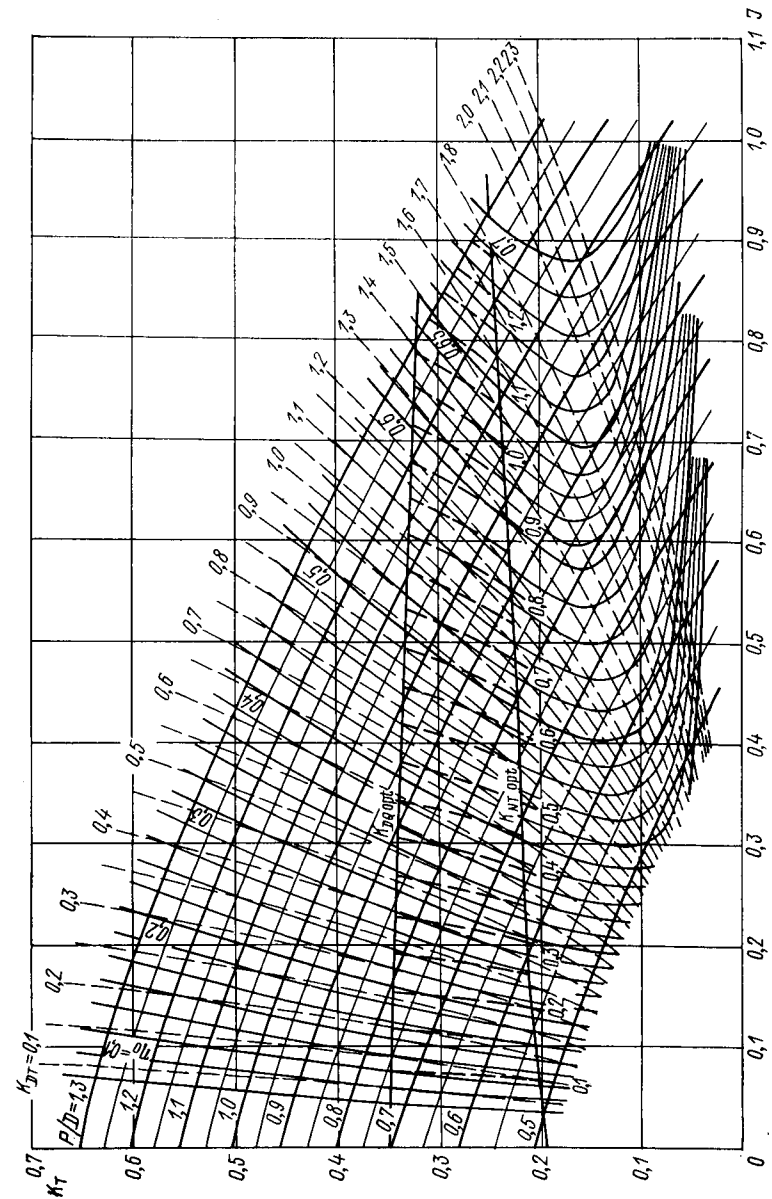


Рис. III.27. Диаграмма $J-K_{\Gamma}$ для расчета гребных винтов серии Т7-70 ($Z = 7$; $A_E/A_0 = 0,70$; $r_H = 0,18$; $e_0/D = 0,041$).

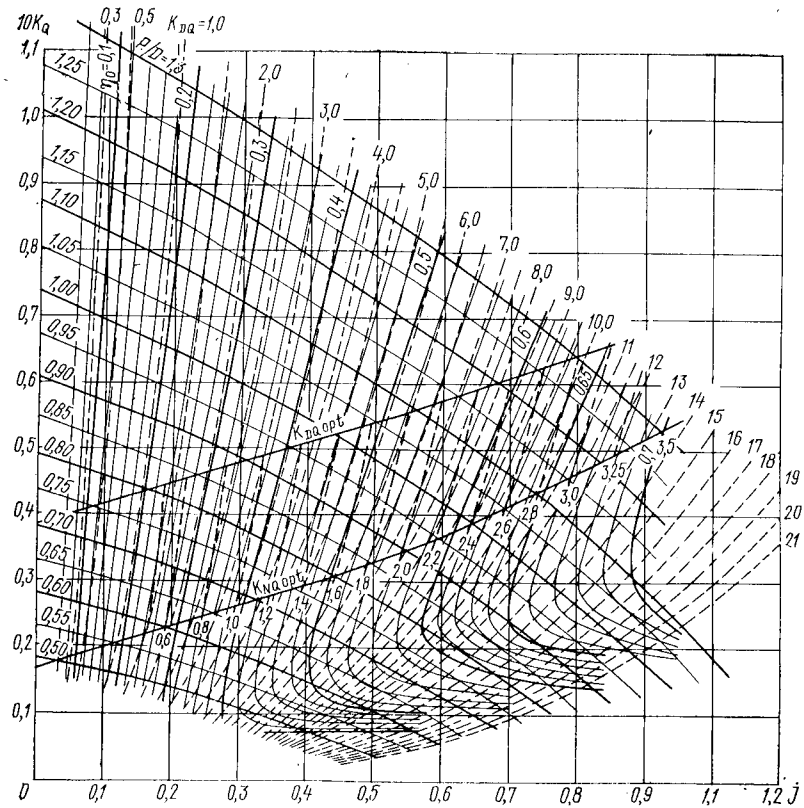


Рис. III.28. Диаграмма $J-10 K_Q$ для расчета гребных винтов серии Т7-70 ($Z = 7$; $A_E/A_0 = 0,70$; $r_H = 0,18$; $e_0/D = 0,041$).

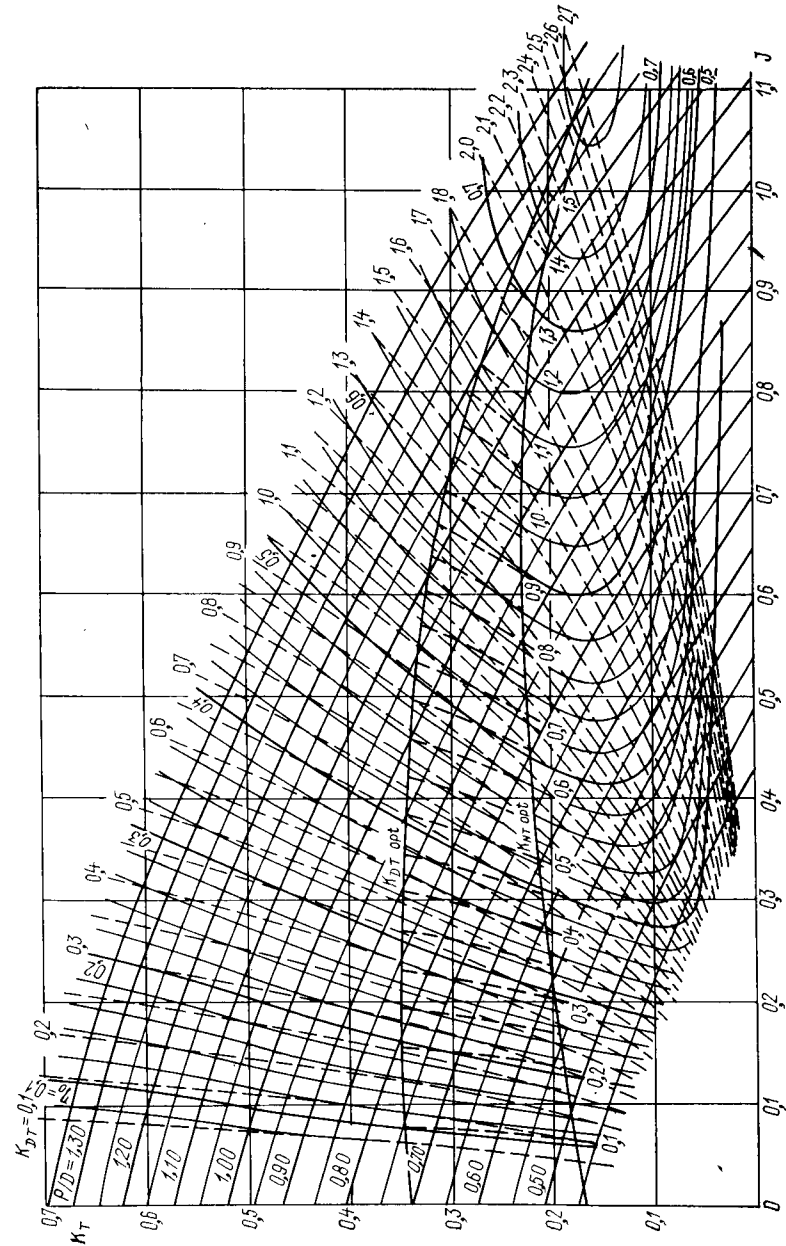


Рис. III.29. Диаграмма $J-K_T$ для расчета гребных винтов серии Т8-72 ($Z = 8$; $A_E/A_0 = 0,72$; $r_H = 0,18$; $e_0/D = 0,039$).

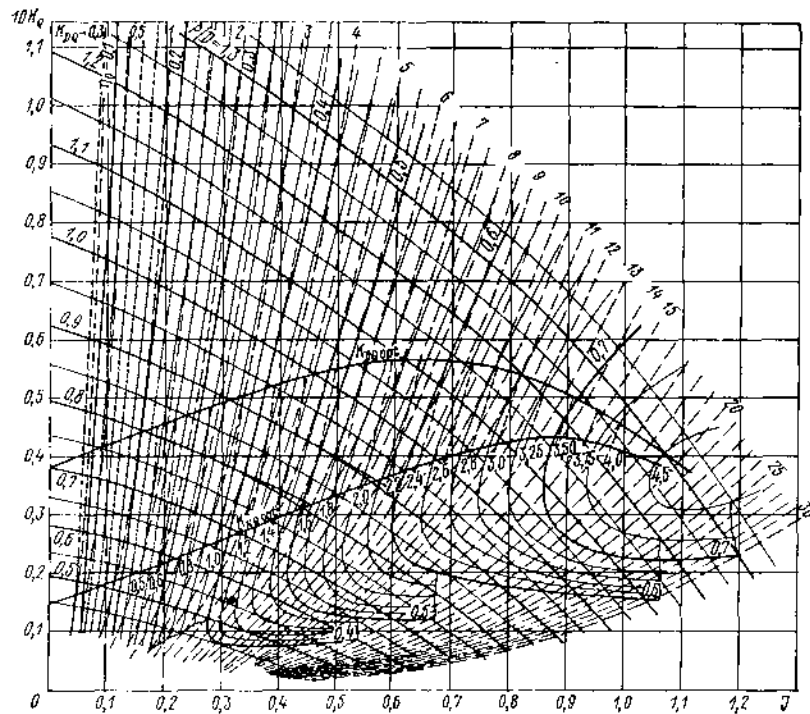


Рис. III.30. Диаграмма $J=10 K_Q$ для расчета гребных винтов серии Т8-72 ($Z=8$; $A_E/A_0=0,72$; $r_H=0,18$; $e_0/D=0,039$).

§ 12. МАСШТАБНЫЙ ЭФФЕКТ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГРЕБНЫХ ВИНТОВ

В инженерной практике вплоть до последнего времени принималось, что при экспериментальном определении гидродинамических характеристик гребного винта с обеспечением закритических значений чисел Рейнольдса нет необходимости вводить поправки на масштабный эффект. Однако полученные в последние годы результаты показывают, что непосредственное использование данных модельных испытаний в расчетах ходкости ведет к погрешностям, обусловленным как собственно масштабным эффектом, так и различием в состоянии поверхности лопастей натурного винта и его модели.

В настоящее время разработаны приближенные расчетные методы оценки масштабного эффекта и влияния состояния поверхности лопастей, основанные на проведении сравнительных поверочных расчетов по вихревой теории (см. § 36) при модельном и натурном числах Рейнольдса. Используемые при этом зависимости для коэффициентов подъемной силы и сопротивления винтовых профилей должны учитывать наряду с влиянием числа Рейнольдса и состояние поверхности. На рис. III.31 приведен пример зависимости коэффициентов подъемной силы и сопротивления типичного винтового профиля от Re и состояния поверхности при $\alpha=1^\circ$.

Пересчитать данные модельных испытаний гребных винтов на условия сдаточных испытаний судна можно в предположении, что в натуральных условиях поверхность лопастей является гидродинамически гладкой. Такое допущение оказывается справедливым, если гребной винт изготовлен по высшему или особому классу и сдаточные испытания производятся без задержки. В противном случае поверхность лопа-

стей нельзя считать гидродинамически гладкой. В частности, 15-я конференция МКОБ [97] рекомендует считать, что в сдаточных условиях шероховатость лопастей гидродинамически эквивалентна зернистой шероховатости со среднеквадратичной величиной бугорков $k_0 = 30 \cdot 10^{-6}$ м.

Шероховатость поверхности может быть обусловлена технологией производства, эрозионно-коррозионными разрушениями и обрастанием. В каждом из этих случаев шероховатость характеризуется своим особым гидродинамическим проявлением и характерной именно для этого типа шероховатости связью между фактической высотой бугорков шероховатости и высотой бугорков эквивалентной зернистой шероховатости k_0 .

Рассмотрим случай гидродинамически гладких и шероховатых лопастей.

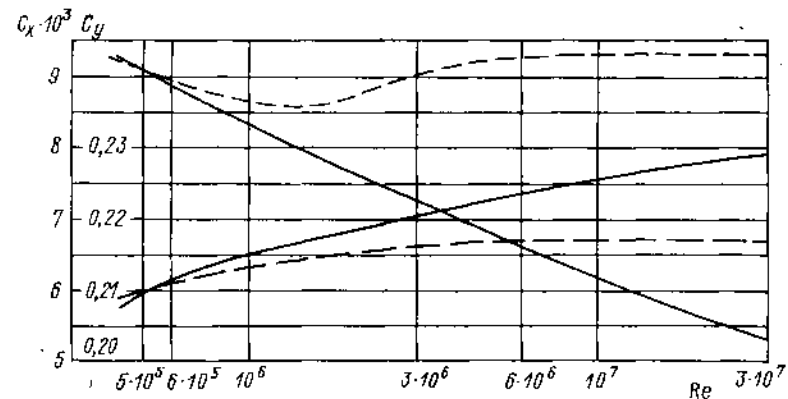


Рис. III.31. Зависимость коэффициентов подъемной силы C_L (нижние кривые) и сопротивления C_D винтового профиля НАСА-66 ($a=0,8$, $\delta=0,05$, $\delta_c=0,01$) от числа Рейнольдса.

— — гладкая поверхность; - - - шероховатая поверхность; $k_0/b = 10^{-4}$ (по данным В. В. Дроблекова и Г. И. Каневского [25]).

Гидродинамически гладкие лопасти. В условиях, когда лопасти являются гидродинамически гладкими, переход от модельных чисел Рейнольдса к натурным практически всегда приводит к увеличению коэффициента подъемной силы и уменьшению коэффициента сопротивления винтовых профилей (см. рис. III.31). Следствием этого является возрастание коэффициента упора при относительно меньшем изменении коэффициента момента. Такая картина наблюдается вследствие того, что при росте числа Рейнольдса увеличивается как циркуляция скорости около лопастей, так и величина $1 - \epsilon \lg \beta_r$, входящая в выражение для коэффициента упора [см. формулу (II.81) § 8]. При этом величина $1 + \epsilon \lg \beta_r$ уменьшается, что компенсирует увеличение циркуляции, и коэффициент момента изменяется незначительно [см. формулу (II.82) § 8]. Величину масштабного эффекта можно оценить по результатам поверочных расчетов гребных винтов с контуром и максимальной толщиной лопастей, характерных для голландской серии В. Эти результаты приведены в виде зависимостей величин $1 - K_T/K_{T1}$ и $1 - \eta_0/\eta_{01}$ от числа Рейнольдса винта Re и K_T . Здесь число Рейнольдса для гребного винта вычисляется по формуле (III.9), а символ «1» соответствует вязкой жидкости. Соответствующие аппроксимирующие зависимости имеют вид [26]:

$$\left. \begin{aligned} 1 - \frac{K_T}{K_{T1}} &= 0,7211 e^{-0,688 K_T} Re_p^{-0,160} \\ 1 - \frac{\eta_0}{\eta_{01}} &= 1,550 e^{-7 K_T} Re_p^{-0,102} \end{aligned} \right\} Z=4; \quad (III.16)$$

$$\left. \begin{aligned} 1 - \frac{K_T}{K_{TI}} &= 0,7211e^{-0,688K_T Re_p^{-0,160}} \\ 1 - \frac{\eta_0}{\eta_{0f}} &= 2,70e^{-6,6K_T Re_p^{-0,143}} \end{aligned} \right\} Z \dots 5; \quad (III.17)$$

$$\left. \begin{aligned} 1 - \frac{K_T}{K_{TI}} &= 0,689e^{-1,575K_T Re_p^{-0,151}} \\ 1 - \frac{\eta_0}{\eta_{0f}} &= 1,76e^{-5,40K_T Re_p^{-0,113}} \end{aligned} \right\} Z \dots 6. \quad (III.18)$$

Приведенные зависимости справедливы в следующих диапазонах параметров: $0,05 \leq K_T \leq 0,35$; $3 \cdot 10^5 \leq Re_p \leq 3 \cdot 10^7$; $0,55 \leq A_E/A_0 \leq 0,85$.

Последовательность расчета масштабного эффекта с использованием приведенных материалов следующая. Пусть известны характеристики $K_T^{(M)}$, $K_Q^{(M)}$, J и число $Re_p^{(M)}$ для модели гребного винта. Требуется определить гидродинамические характеристики для натурального числа Рейнольдса $Re_p^{(S)}$. Вначале по известным величинам $K_T^{(M)}$ и $Re_p^{(M)}$ рассчитываются по формулам (III.16), (III.17), (III.18) $(1 - K_T/K_{TI})_{Re_p^{(M)}}$ и $(1 - \eta_0/\eta_{0f})_{Re_p^{(M)}}$, а затем характеристики в невязкой жидкости

$$K_{TI} = \frac{K_T^{(M)}}{1 - \left(1 - \frac{K_T^{(M)}}{K_{TI}}\right)_{Re_p^{(M)}}}; \quad \eta_{0f} = \frac{\eta_0^{(M)}}{1 - \left(1 - \frac{\eta_0}{\eta_{0f}}\right)_{Re_p^{(M)}}}. \quad (III.19)$$

Далее по величинам $0,5 (K_T^{(M)} + K_{TI})$ и $Re_p^{(S)}$ находят значения $(1 - K_T/K_{TI})_{Re_p^{(S)}}$ и $(1 - \eta_0/\eta_{0f})_{Re_p^{(S)}}$.

Гидродинамические характеристики при натурном числе Рейнольдса определяются из выражений:

$$\left. \begin{aligned} K_T^{(S)} &= K_{TI} \left[1 - \left(1 - \frac{K_T}{K_{TI}}\right)_{Re_p^{(S)}} \right]; \\ \eta_0^{(S)} &= \eta_{0f} \left[1 - \left(1 - \frac{\eta_0}{\eta_{0f}}\right)_{Re_p^{(S)}} \right]; \\ K_Q^{(S)} &= \frac{J}{2\pi} \frac{K_T^{(S)}}{\eta_0^{(S)}}. \end{aligned} \right\} \quad (III.20)$$

Значения, полученные по формулам (III.20), можно в дальнейшем уточнить, используя вместо $0,5 (K_T^{(M)} + K_{TI})$ величину $K_T^{(S)}$, однако величина вносимой при этом поправки обычно очень мала, и ею можно пренебречь.

Масштабный эффект при проявлении шероховатости поверхности лопастей. Величина масштабного эффекта в этом случае существенно зависит от типа и высоты бугорков шероховатости. В частности, по данным Ф. М. Кацмана, эксплуатационная шероховатость винтов, вызванная эрозивно-коррозионными разрушениями, близка по типу к зернистой шероховатости и может быть охарактеризована следующими величинами среднеарифметической высоты бугорков: $k_G = 3 + 30x + 8,5x(x-1) + 0,167x(x-1)(x+1)$ для лагуны; $k_G = 3 + 20x + 3,5x(x-$

$-1) + 0,667x(x-1)(x+1)$ для бронзы; $k_G = 90 + 160x + 95x(x+1) + 26,7x(x-1)(x+1)$ для углеродистой стали; $k_G = 2,7x + 3,5$ для нержавеющей стали, где $x = t/6$; t — время эксплуатации, мес.

Масштабный эффект для гребных винтов с шероховатыми лопастями рассчитывается в два этапа. Сначала определяется масштабный эффект в предположении о том, что лопасти гидродинамически гладкие. Этот расчет осуществляется с использованием материалов предыдущего пункта. Затем производится поворочный расчет

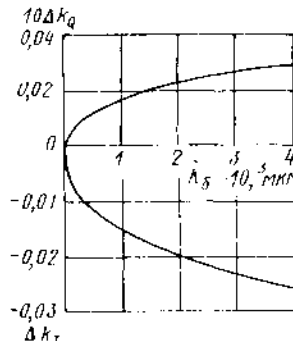


Рис. III.32. Изменение коэффициентов упора и момента гребного винта танкера типа «Великий Октябрь» от высоты бугорков эквивалентной зернистой шероховатости.

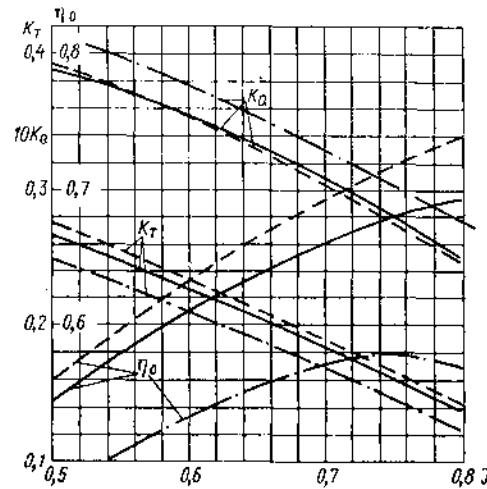


Рис. III.33. Масштабный эффект гидродинамических характеристик гребного винта из серии В4-55, $P/D = 1,0$.

— $Re_p = 2,5 \cdot 10^5$ (модель); — $Re_p = 8,4 \cdot 10^4$ (натура, гидродинамически гладкие лопасти); — $Re_p = 8,4 \cdot 10^6$, $k_G/b = 10^{-2}$ (натура, шероховатые лопасти).

гребного винта при натурном числе Рейнольдса в режиме установившегося проявления шероховатости. При этом считается, что коэффициент сопротивления профилей изменяется на величину

$$\Delta C_X = 2(1 + 2\delta) \Delta C_F, \quad (III.21)$$

где $\Delta C_F = C_{Fr} - C_{F0}$; $C_{Fr} = (1,89 + 1,62 \lg \frac{b}{k_G})^{-2,5}$; $C_{F0} = \frac{0,455}{(\lg Re)^{2,58}}$.

Таблица III.12. Результаты расчета ходкости судна при учете масштабного эффекта характеристик винта и попутного потока

Масштабный эффект попутного потока	Масштабный эффект винта			
	не учтен	учтен (гидродинамически гладкие лопасти)	учтен, $k_G/b = 10^{-4}$	учтен (шероховатые лопасти по МКОб [97])
Не учтен, $W_T = 0,32$	$v_s = 18,93$ уз $P/D = 0,944$	$v_s = 19,12$ уз $P/D = 0,942$	$v_s = 19,0$ уз $P/D = 0,938$	$v_s = 18,98$ уз $P/D = 0,948$
Учтен по методике МКОб, $W_T = 0,305$	$v_s = 18,84$ уз $P/D = 0,955$	$v_s = 19,03$ уз $P/D = 0,954$	$v_s = 18,91$ уз $P/D = 0,950$	$v_s = 18,89$ уз $P/D = 0,959$

Коэффициент подъемной силы при проявлении шероховатости уменьшается (см. рис. III.31) по сравнению с таковым в случае гидродинамически гладкого профиля. Согласно гипотезе Ф. М. Каймана и А. Ф. Пустошиного [35], это уменьшение пропорционально увеличению сопротивления трения и равно

$$\Delta C_Y = - [2\lambda a (1 + 2\delta) (\alpha + \alpha_0) + 2\delta_c b (1 + 2\delta) C_Y] \Delta C_F, \quad (III.22)$$

где $a = 8,4$; $b = 14$ — эмпирические коэффициенты; α — кромочный угол атаки; C_Y , α_0 — соответственно коэффициент подъемной силы и угол нулевой подъемной силы при натурном числе Рейнольдса и гидродинамически гладкой поверхности профиля.

На рис. III.32 приведен пример расчета изменения коэффициентов упора и момента натурного винта танкера при проявлении шероховатости, а на рис. III.33 — полный масштабный эффект для гидродинамически гладкой и шероховатой поверхности гребного винта.

В табл. III.12 приведены результаты расчетов ходкости сухогрузного судна водоизмещением 22 000 т ($D = 5,8$ м) при учете масштабного эффекта различными методами. Анализ этих данных показывает, что в случае гидродинамически гладких лопастей учет масштабного эффекта характеристик винта приводит к некоторому увеличению достижимой скорости судна (или появлению запаса по мощности установки) при практически неизменном шаговом отношении. В случае проявления шероховатости лопасти величина прироста скорости уменьшается, а шаговое отношение гребного винта уменьшается.

Методика МКОб учета масштабного эффекта является очень приближенной ввиду того, что она не включает влияние шероховатости на коэффициент подъемной силы. Учет масштабного эффекта гидродинамических характеристик гребных винтов рекомендуется производить при расчетах ходкости совместно с учетом масштабного эффекта попутного потока (см. § 16) и с использованием эффинного закона вязкостного сопротивления.

Глава IV

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГРЕБНОГО ВИНТА С КОРПУСОМ СУДНА

§ 13. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ

В условиях эксплуатации судна гребной винт работает вблизи корпуса. Находящийся на него поток возмущен корпусом, поэтому скорости в месте расположения гребного винта отличаются от скорости движения судна. Местные скорости в пределах площади диска винта могут отличаться по величине и по направлению, т. е. поле скоростей неоднородно. Распределение скоростей вблизи корпуса обусловлено как потенциальными, так и вязкостными свойствами жидкости. Роль каждого свойства в формировании поля скоростей в диске гребного винта зависит от типа судна, расположения движителя относительно корпуса, числа Фруда и числа Рейнольдса. Вязкостное течение в месте расположения гребного винта одновального судна формируется из пространственного пограничного слоя в верхней части кормовой оконечности и участка пространственного гидродинамического следа в нижней части ее. В области вязкостного потока могут существовать дискретные вихри, образующиеся в результате отрыва пространственного пограничного слоя в районе скулы в месте выхода линий тока из-под днища на бортовую поверхность (рис. IV.1).

В теории гребного винта местные условия работы движителя обычно характеризуют степенью отклонения местной скорости $\vec{v}(r, \theta)$ от скорости движения судна \vec{v} . Разность

$$\Delta \vec{v} = \vec{v} - \vec{v}(r, \theta), \quad (IV.1)$$

где $\vec{v}(r, \theta) = \vec{v}_x(r, \theta) + \vec{v}_\theta(r, \theta) + \vec{v}_r(r, \theta)$ — местная скорость, называемая скоростью попутного потока. В тех случаях, когда вызванная скорость обусловлена только обтеканием корпуса и не учитывается действие движителя, попутный поток называется номинальным.

Проекции скорости попутного потока на координатные оси цилиндрической системы координат характеризуют местные значения осевой Δv_x , окружной (тангенциальной) Δv_θ и радиальной Δv_r скоростей попутного потока. Продольная ось этой системы координат совпадает с осью гребного винта.

Безразмерные коэффициенты

$$\psi_x = \frac{\Delta v_x}{v}; \quad \psi_\theta = \frac{\Delta v_\theta}{\Omega r} \quad \text{или} \quad \frac{\Delta v_\theta}{v}; \quad \psi_r = \frac{\Delta v_r}{v} \quad (IV.2)$$

называются соответственно коэффициентами номинального осевого, окружного (тангенциального) и радиального попутного потока.

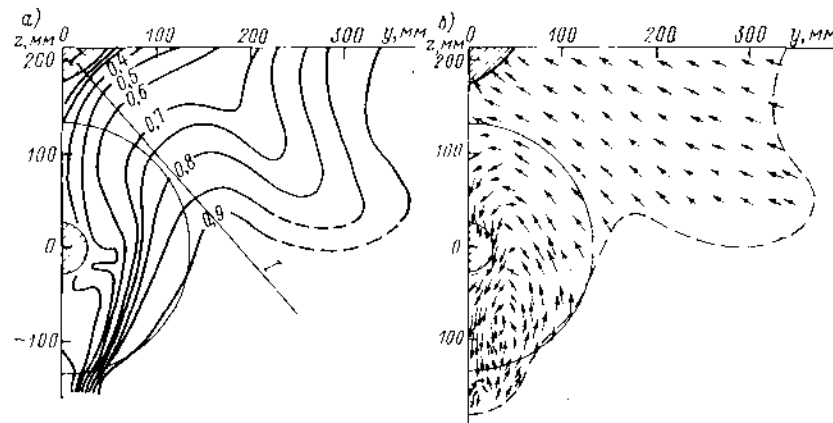


Рис. IV.1. Поле осевых (а) и поперечных (б) скоростей номинального потока в месте расположения гребного винта модели танкера ($\delta = 0,73$).

В практических расчетах основное внимание уделяется осевому попутному потоку, влияние которого на характеристики гребного винта наиболее существенно.

Поскольку попутный поток обусловлен как потенциальным течением, так и вязкостью, аксиальную составляющую попутного потока удобно представить как сумму двух слагаемых:

$$\Delta v_x = v - v_x(y) = (v - v_\delta) + [v_\delta - v_x(y)] = \Delta v_{xp} + \Delta v_{xf}, \quad (IV.3)$$

где v_δ , $v_x(y)$ — скорости соответственно на границе пограничного слоя и расстоянии « y » от обшивки судна или диаметральной плоскости судна; Δv_{xp} , Δv_{xf} — потенциальная и вязкостная составляющие скорости попутного потока.

Величины коэффициентов этих составляющих попутного потока записываются в виде

$$\psi_{xp} = \frac{v - v_p}{v} = \frac{v - v_\delta}{v}; \quad \psi_{xf} = \frac{v_\delta - v_x(y)}{v}. \quad (IV.4)$$

Разделение попутного потока на потенциальную и вязкостную составляющие удобно при исследовании влияния числа Рейнольдса на попутный поток. Несоответствие попутных потоков модели и судна из-за невыполнения в эксперименте закона подобия Рейнольдса носит название масштабного эффекта. Совершенствован-

ные знания о работе гребного винта в неоднородном потоке делает проблему масштабного эффекта все более актуальной.

Соотношения (IV.4) для потенциального попутного потока и попутного потока трения справедливы, если гидродинамическое давление $\Delta p = p - p_0$ постоянно поперек вязкостного следа или пограничного слоя. Если же давление изменяется поперек вязкостного следа, удобнее оперировать со скоростью в условном потенциальном потоке, давление в котором равно давлению в реальной жидкости. Эта скорость определяется из соотношения

$$\bar{v}_p(y) = \frac{v_p}{v} = \sqrt{1 - \frac{\Delta p}{\rho v^2/2}}. \quad (IV.5)$$

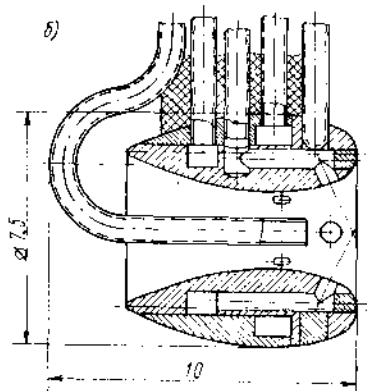
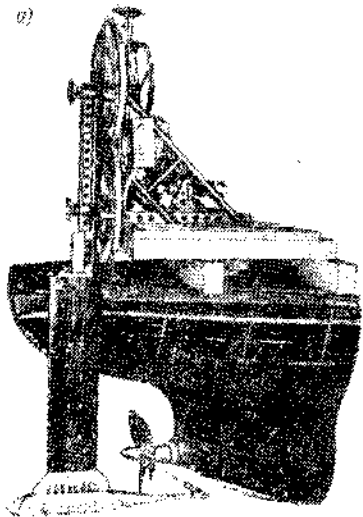


Рис. 1V.2. Координатное устройство с многоточечным зондом для измерения скоростей и давлений номинального и эффективного потоков, разработанное под руководством Ю. П. Отлеснова: а — размещение координатного устройства на модели; б — схема кольцевого многоточечного зонда.

Тогда уравнение (IV.4) можно переписать в виде

$$\psi_{x_p} = 1 - \bar{v}_p(y); \quad \psi_{x_f} = \bar{v}_p(y) - \frac{v_x(y)}{v}. \quad (IV.6)$$

Потенциальную составляющую коэффициента попутного потока также можно представить в виде суммы двух составляющих, одна из которых представляет собой попутный поток при отсутствии волнообразования, а вторая обусловлена волновыми явлениями и зависит от числа Фруда

$$\psi_{x_p} = \psi_{x_{p_0}} + \psi_{x_p}(Fr). \quad (IV.7)$$

Волновая составляющая потенциального попутного потока имеет значение лишь для быстроходных судов. Для определения величины номинального попутного потока измеряются скорости в месте расположения гребного винта. Измерения производятся с помощью многоточечных зондов (рис. 1V.2), позволяющих рассчитать все три пространственные составляющие вектора скорости. Непосредственно измеряются давления в потоке, и по ним рассчитываются компоненты скорости. В зависимости от типа применяемых координатных устройств, обеспечивающих круговое перемещение зонда на заданном радиусе вокруг оси вала, могут либо непосредственно определяться составляющие скорости v_x , v_θ и v_r , либо предварительно определяться составляющие скорости в прямоугольной системе координат v_x , v_y , v_z , которые затем пересчитываются на цилиндрическую систему координат. По полученным та-

ким образом составляющим скорости рассчитываются местные значения коэффициентов попутного потока. При проведении расчетов ходкости наряду с местными значениями коэффициентов аксиального попутного потока $\psi_x(r, \theta)$ необходимы коэффициенты попутного потока, осредненные по окружности заданного радиуса $\bar{\psi}_x(r)$ и диску гребного винта $\bar{\psi}_x$.

Эти величины находят с помощью следующих соотношений:

$$\left. \begin{aligned} \psi_x(r) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi_x(r, \theta) d\theta; \\ \bar{\psi}_x &= \frac{r_H}{R^2 - r_H^2} \cdot 2 \int_0^R \psi_x(r) r dr \end{aligned} \right\} \quad (IV.8)$$

Гребной винт, работающий за корпусом судна, увеличивает скорость обтекания в районе кормовой оконечности и соответственно вызывает понижение давления на поверхности корпуса. Это приводит к появлению дополнительной силы сопротивления корпусу и перестроению исходного поля скоростей в месте расположения гребного винта.

Поле скоростей, сформировавшееся при работающем винте, называется эффективным.

Средний по диску коэффициент эффективного попутного потока определяют по данным самоходных испытаний через суммарные характеристики гребного винта. В отечественной практике его обычно называют расчетным попутным потоком. Значения эффективного (расчетного) попутного потока W зависят не только от формы корпуса, но и от нагрузки винта.

Дополнительное сопротивление корпуса судна, обусловленное работой движителя, называется силой засасывания. Сила засасывания также включает две составляющие — трения (из-за уменьшения скоростей обтекания в корме) и давления (из-за уменьшения давления на корпусе). Составляющая трения обычно мала по сравнению с составляющей давления, и ею можно пренебречь.

Если обозначить через T упор гребного винта и через T_E полезную тягу, равную буксировочному сопротивлению корпуса $R = T_E$, то силу засасывания можно представить в следующем виде:

$$\Delta T = T - T_E. \quad (IV.9)$$

Для буксирующего судна

$$T_E = Z + R, \quad (IV.10)$$

где Z — тяга на гаке.

Безразмерный коэффициент t , равный отношению силы засасывания к упору,

$$t = (T - T_E)/T \quad (IV.11)$$

называется коэффициентом засасывания. Отсюда следует другое выражение для полезной тяги

$$T_E = T(1 - t). \quad (IV.12)$$

Величина коэффициента засасывания, также как и коэффициента эффективного попутного потока, зависит от формы кормовой оконечности корпуса, расположения гребного винта относительно корпуса и от нагрузки гребного винта.

Коэффициенты эффективного попутного потока W и засасывания t называются коэффициентами взаимодействия гребного винта с корпусом судна. Величины этих коэффициентов связаны друг с другом.

В теории гребного винта для случая потенциального обтекания корпуса и движителя получено следующее соотношение между эффективным потенциальным попутным потоком и коэффициентом засасывания:

$$t = \frac{2W_p}{2 + \frac{\omega_{x\infty}}{v}}, \quad (IV.13)$$

где $\omega_{x\infty}$ — осевая вызванная скорость движителя на бесконечности.

Связь между коэффициентами эффективного и номинального попутного потоков в невязкой жидкости определяется уравнением

$$\omega_p = \Psi_{x_p} \cdot \frac{\omega_{x\infty}}{2v} t_0, \quad (IV.14)$$

где t_0 — значение коэффициента засасывания на штарвах. Таким образом,

$$t = \frac{\Psi_{x_p} t_0 (\omega_{x\infty}/v)}{1 + (\omega_{x\infty}/2v)}. \quad (IV.15)$$

Пропульсивный коэффициент комплекса может быть записан в виде

$$\eta = \frac{T_E v}{2\pi n Q_H}.$$

В результате взаимодействия движителя и корпуса пропульсивный коэффициент не равен КПД изолированного винта

$$\eta_0 = T v_A / 2\pi n Q. \quad (IV.16)$$

Связь между КПД винта и пропульсивным коэффициентом записывается в виде

$$\eta = \eta_0 \frac{1-t}{1-W_T} \frac{1}{i_Q}, \quad (IV.17)$$

где $i_Q = Q_H/Q$ — коэффициент влияния неравномерности потока на крутящий момент. Отношение $\frac{1-t}{1-W_T} = \eta_H$ называется коэффициентом влияния корпуса.

Анализ выражения пропульсивного коэффициента показывает, что увеличение коэффициента засасывания всегда ведет к снижению эффективности комплекса.

Увеличение попутного потока может благоприятно сказываться на коэффициенте влияния корпуса, но сопровождается снижением КПД винта в результате роста нагрузки движителя.

Из соотношения между коэффициентами потенциального попутного потока и засасывания (IV.15) видно, что нельзя добиться повышения пропульсивного коэффициента увеличением потенциальной составляющей попутного потока. Реальный выигрыш может быть получен только путем использования попутного потока трения, поскольку движитель, расположенный в следе за корпусом на большом расстоянии от него, практически не влияет на перераспределение давления в кормовой оконечности судна и не приводит к появлению силы засасывания.

§ 14. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ГРЕБНОГО ВИНТА С КОРПУСОМ СУДНА

Трудности гидродинамического и математического характера исключают в настоящее время возможность точного определения коэффициентов взаимодействия аналитическим путем. Практические способы количественной оценки пропульсивных качеств судна основываются на результатах модельного эксперимента, проводимого в опытовых бассейнах.

Комплексы испытаний модели в опытовом бассейне включает буксировочные испытания, испытания винта в «свободной воде» и самоходные испытания.

В процессе буксировочных испытаний измеряется сопротивление модели R в зависимости от ее скорости, в результате испытаний винта в «свободной воде» строятся зависимости K_T и K_Q от поступи J . На основе самоходных испытаний получают зависимости коэффициентов K_{TB} и K_{QB} винта за корпусом от кажущейся поступи J_v , а также величину силы Z взаимодействия между моделью и буксировочной тележкой.

Результаты этих измерений позволяют определить характеристики взаимодействия винта с корпусом W, t, i_Q , которые служат исходными данными в расчетах ходкости и позволяют определить мощность, потребную для обеспечения движения судна с заданной скоростью,

$$P_D = \frac{Rv}{i_Q \eta_0 \eta_H}. \quad (IV.18)$$

Коэффициент попутного потока определяют путем составления поступи винта в свободной воде и за корпусом при равных значениях коэффициентов K_T и K_Q :

$$W_T = \frac{v - v_A}{v} = 1 - \frac{J_v}{J}. \quad (IV.19)$$

В отечественной практике попутный поток всегда определяют исходя из равенства $K_T = K_{TB}$. Коэффициент засасывания t рассчитывают путем составления упора T с буксировочным сопротивлением R или сопротивления при работающем движителе с сопротивлением «голого корпуса», в зависимости от принятого метода проведения испытаний

$$t = \frac{T - T_E}{T} = \frac{(Z - T) - R}{T} = 1 - \frac{K_E}{K_{TB}}, \quad (IV.20)$$

где K_E — коэффициент полезной тяги; $Z = R$; $T = (T - T_E)$ — тяга, т. е. суммарная сила, воспринимаемая динамометром при проведении самоходных испытаний.

В практике отечественных и зарубежных опытовых бассейнов применяют различные методы проведения самоходных испытаний [36]: континентальный, британский, «жесткой запряжки», «свободного самохода» и другие. Все они обеспечивают определение необходимых для расчетов ходкости исходных данных, однако отличаются степенью полноты получаемой информации и некоторыми деталями техники эксперимента, отличающиеся в основном к выбору режимов проведения испытаний.

В отечественной практике применяется, главным образом, метод «жесткой запряжки», при котором сила взаимодействия между тележкой и моделью меняется в широких пределах. Накопленный опыт проведения самоходных испытаний и результаты сопоставительных исследований различных экспериментальных схем позволили уточнить применявшуюся ранее методику испытаний в «жесткой запряжке», предложить более рациональное построение опыта и снижение его трудоемкости. Новая схема самоходных испытаний предусматривает сочетание одного режима «жесткой запряжки» при постоянных оборотах винтов и переменной скорости тележки ($n = \text{const}$) и одного режима при постоянной скорости движения модели ($v = \text{const}$), соответствующей спецификационной, и при переменных числах оборотов винтов. Первый из этих режимов позволяет определить зависимость величин коэффициентов взаимодействия от числа Фр. Второй режим дает возможность выявить характер кривых коэффициентов взаимодействия, получаемых при постоянных числах Фруда.

Неоднократными экспериментами подтверждена важная для практической работы особенность изменения кривых $t = f(J)$ — их эквидистантность при различных скоростях, т. е. различных значениях числа Фр. Это позволяет определить значения коэффициента t для режимов движения, не обследованных при проведении опыта. Использование результатов испытаний, полученных по рассмотренной схеме, и способ экстраполяции данных на другие режимы ясны из схемы на рис. IV.3.

Коэффициенты взаимодействия винта с корпусом, определенные в опытовом бассейне, до недавнего времени без корректировки принимались в расчетах ходкости судна, хотя было известно, что величина попутного потока могла в значительной степени измениться в зависимости от сопротивления трения обшивки или числа Рейнольдса.

В последние годы учету влияния числа Re на попутный поток уделяется большое внимание. Практический метод учета масштабного эффекта W_T рассмотрен в § 16.

Результаты имеющихся многочисленных самоходных испытаний позволяют получить эмпирические зависимости для ориентировочной оценки коэффициентов взаимодействия в зависимости от геометрических характеристик обводов корпуса. Детальная обработка этих данных с помощью ЭВМ, выполненная В. М. Чумак [79] при использовании статистических методов, обеспечивает довольно хорошие про-

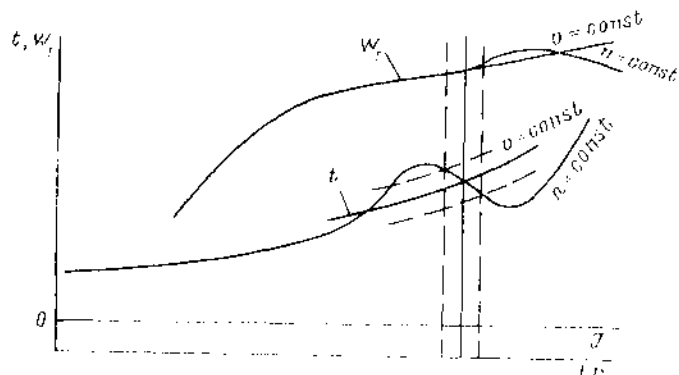


Рис. IV.3. Схема использования результатов самоходных испытаний и экстраполяция коэффициента засасывания на режимы с различными числами Фруда.

— эксперимент; - - - - - экстраполяция.

гнозы искомых параметров. Для ручного счёта можно рекомендовать более простые, но менее точные формулы, некоторые из которых приведены ниже.

Для коэффициента расчетного попутного потока одновинтовых транспортных судов может быть использована формула Шенхерра

$$W_T = 0,12 + 4,5 \frac{\chi \varphi (B/L)^{1,1}}{(7 - 6\chi)(2,8 - 1,8\varphi)} + \frac{1}{2} \left(\frac{E}{T} - \frac{D}{B} \cdot \chi_1 \chi_R \right), \quad (IV.21)$$

где L , B , T — соответственно длина, ширина и осадка судна, м; E — высота гребного вала над основной линией, м; χ — коэффициент вертикальной полноты; χ_1 — коэффициент, равный 0,3 для судов с обычной кормой и 0,5 и 0,6 для судов с подрезанным дейдвудом; χ_R — угол наклона образующей лопасти, рад.

Для открытой кормы типа Хогнера полученные значения коэффициента попутного потока должны быть увеличены на 10—15 %.

Японскими исследователями рекомендуется такое соотношение [36]:

$$1 - W_T = (\delta_K)^{-2,623} \left(\frac{L_K}{B} \right)^{0,168} \left(\frac{L_K}{T} \right)^{0,590} \left(\frac{\omega_M}{\pi l^2} \right)^{-0,107} \left(\frac{\sqrt{2,3}}{l} \right)^{-0,083}, \quad (IV.22)$$

где δ_K — коэффициент полноты кормовой оконечности; L_K — длина кормовой оконечности; ω_M — площадь поперечного сечения мидель-шпангоута; V — объемное водоизмещение.

Для коэффициента попутного потока двухвинтовых судов Шенхерром рекомендованы формулы:

при наличии выкружек гребных валов и вращении винтов наружу

$$W_T = 2\delta^5 (1 - \delta) + 0,2 \cos^2 \frac{3\varphi_{SH}}{2} - 0,02; \quad (IV.23)$$

с кронштейнами гребных валов

$$W_T = 2\delta^5 (1 - \delta) + 0,04. \quad (IV.24)$$

В этих формулах δ — коэффициент полноты судна; φ_{SH} — угол наклона выкружек к горизонту.

Для коэффициента засасывания двухвинтовых судов:

с выкружками

$$t = 0,25 W_T + 0,14; \quad (IV.25)$$

с кронштейнами

$$t = 0,70 W_T + 0,06. \quad (IV.26)$$

Для морских судов может быть использована также формула Э. Э. Папмеля [66]

$$W_T = 0,1636^m \sqrt{\frac{3\sqrt{V}}{D}} - \Delta W_T, \quad (IV.27)$$

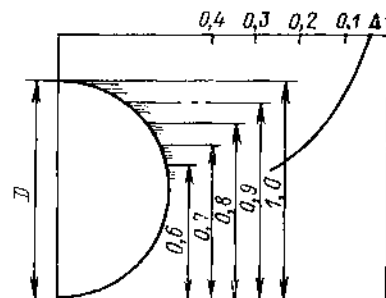


Рис. IV.4. Влияние погружения винта на коэффициент засасывания.

где $m = 1$ для средних винтов, $m = 2$ для бортовых винтов; ΔW_T — поправка на влияние числа Фруда (вводится только для судов с относительной скоростью $Fr \geq 0,2$); $\Delta W_T = 0,1$ ($Fr = 0,2$).

Для быстроходных судов с транцевой кормой, имеющих скорости свыше 25—30 уз ($Fr \geq 0,35 \div 0,40$), величина коэффициента попутного потока близка к нулю.

Если на судне имеются туннели, значение коэффициента засасывания, установленное по формуле (IV.26), должно быть увеличено на величину Δt , которая может быть определена по графику рис. IV.4. Для быстроходных судов ($Fr \geq 0,35 \div 0,40$) коэффициент засасывания составляет 0,10—0,12.

Обтекаемые рули, расположенные за гребными винтами, увеличивают коэффициент попутного потока и уменьшают коэффициент засасывания. Результаты испытаний самоходных моделей показали, что применение обтекаемых рулей за гребными винтами способствует увеличению импульсивного коэффициента и в большинстве случаев делает целесообразным применение контрпропеллеров, использующих для создания дополнительной тяги энергию закручивания потока гребным винтом.

Величины расчетного попутного потока, определяемые соотношениями (IV.21), (IV.22), (IV.27), относятся к условиям модельного эксперимента, поэтому для оценки W_T в натурных условиях их необходимо откорректировать на масштабный эффект по формуле (IV.37).

§ 15. ВЛИЯНИЕ РАБОТЫ ГРЕБНОГО ВИНТА НА ВЕЛИЧИНУ И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОПУТНОГО ПОТОКА

О характере обусловленного работой винта перестроения течения в кормовой оконечности судна можно судить по элюрам (рис. IV.5) распределения полного напора $\bar{H} = \bar{v}^2(r, 0) + \bar{p}$ в сечениях перед диском винта. Величины напора измерялись и при работающем винте и без него. Как следует из этих элюр, полученных для судов различных обводов, увеличение расхода жидкости в пределах струи гребного винта может сопровождаться более интенсивным подтеканием жидкости от внешней границы вязкого следа в уменьшении толщины спутной струи.

На одновальных судах более сильные изменения в потоке при работающем винте обычно наблюдаются в нижней части диска винта и меньшие — в верхней.

Результаты систематических модельных испытаний, выполненные в различных опытовых бассейнах [70], представленные на рис. IV.6, позволяют получить общие

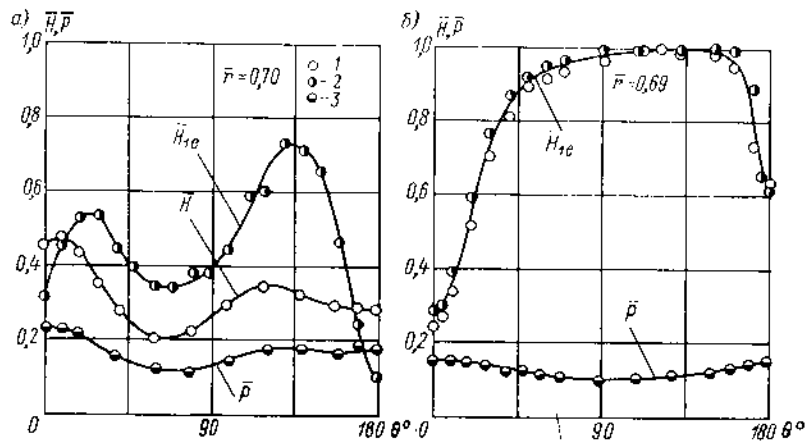


Рис. IV.5. Влияние работы гребного винта на поле полных напоров моделей танкера полных обводов (а) и рыболовного траулера (б).

1 — полный напор номинального потока; 2 — полный напор эффективного потока; 3 — статическое давление в номинальном потоке.

представления о степени различия между номинальным и эффективным (расчетным) коэффициентами попутного потока судов различных назначений. Для приближенных оценок влияния работы гребного винта на коэффициент попутного потока в послед-

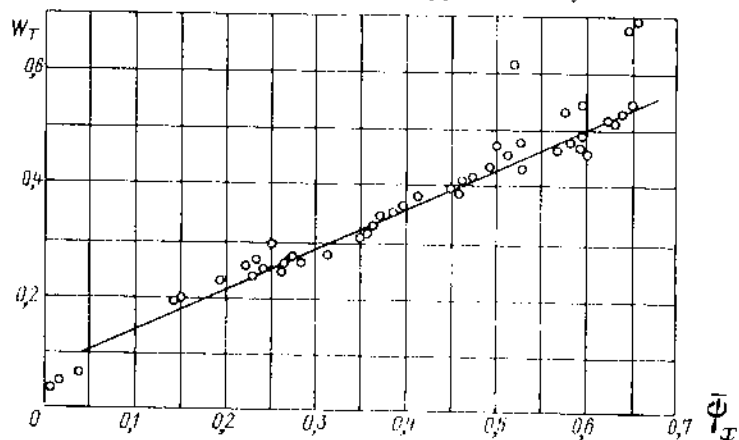


Рис. IV.6. Соотношение между эффективным W_T и номинальным ψ_x попутными потоками (по данным испытаний моделей судов различных типов).

ние годы в отечественной практике и за рубежом применяются инженерные способы, основанные на использовании результатов измерений номинального поля скоростей и зависимостей теории гребного винта [70, 99]. Эти методы учитывают в основном вязко-потенциальное взаимодействие потоков корпуса и движителей

(сужение струи перед винтом). Такой подход эквивалентен рассмотрению винта несколько большего диаметра либо некоторому поджатю исходного номинального поля в радиальном направлении.

Уменьшение попутного потока, обусловленное влиянием винта, обратно пропорционально корню квадратному из диаметра. Согласно методу Титова — Пустошного величина эффективного попутного потока может быть вычислена по формуле

$$W_T = \frac{\bar{\psi}_x}{\sqrt{1 + (\omega_x/2v_A)^2}}, \quad (IV.28)$$

где $\omega_x/2v_A = \sqrt{1 + C_{TA}} - 1$.

Результаты оценок суммарного эффективного попутного потока с использованием уравнения (IV.28) для танкера среднего водоизмещения согласуются с данными самоходных испытаний:

Методика Титова — Пустошного [70]	$W_T^* = 0,345$
По данным самоходных испытаний	$W_T = 0,350$
Номинальный попутный поток	$\psi_x = 0,390$

При некоторых допущениях подобные методы [70, 99] применимы и для приближенной оценки окружного распределения эффективного попутного потока и в основном верно отражают тенденции в изменении характера обтекания в кормовой оконечности при работе гребного винта. Однако они не позволяют учесть и оценить некоторые качественные изменения в пограничном слое корпуса, которые могут быть при работе винта: изменение циркуляции скрученных вихрей и их положения относительно корпуса судна, возможность предотвращения или уменьшения области отрыва в корме при работе винта и, наоборот, возможность возникновения отрыва пограничного слоя над гребным винтом.

На данном этапе изучения проблемы попутного потока определяющее значение имеет развитие экспериментальных методов. Экспериментальные методы определения суммарного коэффициента эффективного (расчетного) попутного потока путем проведения самоходных испытаний моделей рассмотрены в § 14. Поэтому в настоящем разделе рассмотрим лишь методы определения местных характеристик эффективного поля скоростей.

Сопоставление характеристик номинального и эффективного полей скоростей в фиксированной точке диска винта позволяет получить следующее соотношение:

$$\bar{v}_{x_e} = \sqrt{(\bar{H}_{1_e} \cdot \bar{H}) \cdot (\bar{p}_e - p) - (v_{0_e}^2 - v_0^2) - (v_{r_e}^2 - v_r^2) + v_x^2}, \quad (IV.29)$$

где \bar{v}_{x_e} , \bar{H}_{1_e} , \bar{p}_e , v_{0_e} , v_{r_e} — соответственно осевая скорость, полный напор перед винтом, статическое давление, тангенциальная и радиальная скорости эффективного потока, безразмерные по скорости движения модели; v_x , \bar{H} , p , v_0 , v_r — аналогичные характеристики номинального потока.

Уравнение (IV.29) дает наглядное физическое представление о возможных изменениях в потоке, обусловленных работой движителя в различных условиях. Например, в невязкой жидкости $\bar{H}_{1_e} = \bar{H} = 1,0$ и перераспределение скоростей в эффективном потоке по сравнению с номинальным должно быть связано лишь с доопозитивным искривлением линий тока в кормовой оконечности из-за взаимодействия винта с корпусом. Результаты теоретических расчетов [4] для осесимметричного течения свидетельствуют о том, что в диапазоне нагрузок движителя по шпору $C_{TA} \leq 5$ работа движителя практически не влияет на исходное поле скоростей, а при $5 \leq C_{TA} \leq 10$ этим влиянием можно пренебречь при решении прикладных задач. Это свидетельствует о том, что в диапазоне указанных нагрузок $p_e \approx p$, $v_{0_e} \approx v_0$, $v_{r_e} \approx v_r$. В первом приближении можно считать, что и в реальном потоке эти характеристики в эффективном и номинальном полях скоростей будут близки. Тогда различием между квадратами поперечных составляющих скоростей и гидродина-

намических давлений номинального и эффективного потоков можно пренебречь и соотношение для реального течения написать в виде 1

$$\bar{v}_{x_e} = \sqrt{(\bar{P}_{1_e} - \bar{P}) + \bar{v}_x^2} \quad (IV.30)$$

Из уравнения (IV.30) видно, что основные изменения поля скоростей в месте расположения винта, связанные с работой движителя, характеризуются перераспределением полного напора в области вязкостного течения.

Исследования влияния работы гребного винта на поле скоростей серии моделей судов различных типов, выполненные с использованием соотношения (IV.30), позволили получить представление о возможной степени изменения поля скоростей в различных условиях. Существенные отличия в эффективном поле скоростей по сравнению с номинальным отмечены в толстом, чувствительном к внеш-

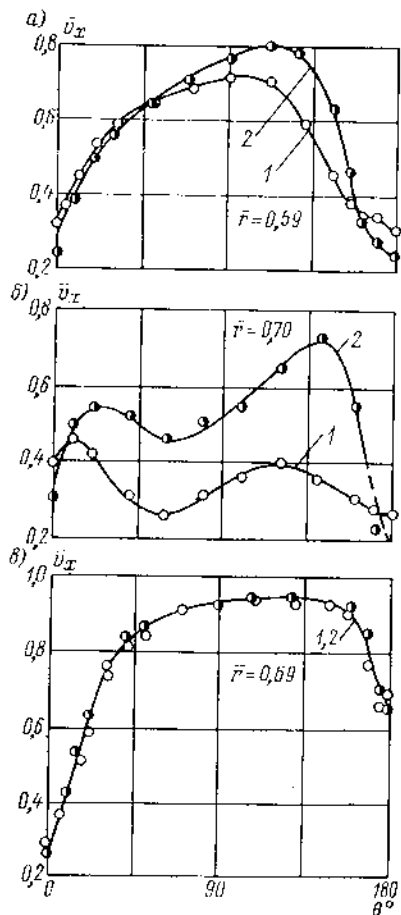


Рис. IV.7. Сопоставление номинального (1) и эффективного (2) полей скоростей одновалных судов: а — модель танкера среднего водоизмещения, $\delta = 0,73$; б — модель танкера полных обводов, $\delta = 0,83$; в — модель рыболовного траулера.

Рис. IV.8. Результаты измерения скоростей перед и за винтом при работающем движителе.

v_{x2} — осевая скорость в сечении 2-2; v_{x1} — осевая скорость в сечении 1-1; v_x — скорость номинального потока; $\bar{w}_{x/2}$ — осевая вызванная скорости; $\bar{w}_{\theta/2}$ — тангенциальная вызванная скорость; v_{θ} — поперечная скорость, индуцированная корпусом.

ним возмущениям, вязкостном следе танкера полных обводов (рис. IV.7). Поле скоростей достаточно острой модели рыболовного траулера практически не изменилось при работе движителя.

Определение эффективного поля скоростей с использованием уравнения (IV.30) допустимо, если работа гребного винта не вызывает качественных изменений в потоке, например появления или устранения отрыва потока. Если же результаты самодонных испытаний указывают на возможность таких изменений, целесообразнейший подход к решению задачи экспериментального определения эффективного попутного потока, основанный на анализе данных измерений скоростей потока и полного напора в непосредственной близости перед винтом и за ним (сечения 1-1 и 2-2 на рис. IV.8).

Известно, что тангенциальная составляющая вызванной винтом скорости w_{θ} в свободной воде пропорциональна изменению полного напора при переходе через диск гребного винта [4]

$$\rho \Omega r w_{\theta}(r, \theta) = H_2(r, \theta) - H_1(r, \theta). \quad (IV.31)$$

Исследования, выполненные в работе [63], показали, что аналогичное соотношение можно получить и для винта за корпусом, если изменение тангенциальной составляющей попутного потока корпуса Δw_{θ} в пределах осевой протяженности движителя или между сечениями, в которых производится измерение, пренебрежимо мало

$$\rho (\Omega r + 2v_0) w_{\theta\infty} = H_2(r, \theta) - H_1(r, \theta). \quad (IV.32)$$

Результаты теоретических исследований вызванных винтом скоростей и данные опытов позволяют аппроксимировать изменение осевой составляющей вызванной скорости $w_x(x)$ в пределах осевого размера движителя линейной зависимостью. Можно предположить, что изменение осевой составляющей эффективного попутного потока в этой области незначительно и также подчиняется линейному закону. Тогда для определения искомой эффективной скорости в сечении x_0 , где выполняется условие

$$w_x(x_0) = \frac{w_{x\infty}}{2}, \quad (IV.33)$$

получим следующую систему уравнений:

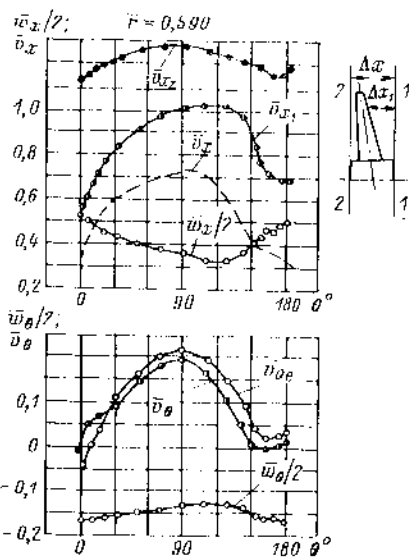
$$\operatorname{tg} \beta_I = \frac{v_{x_e}(x_0) + (w_{x\infty}/2)}{\Omega r - (w_{\theta}/2) + v_0}; \quad (IV.34)$$

$$\frac{w_{x\infty}}{2} = \frac{w_{\theta}/2}{\operatorname{tg} \beta_I}; \quad (IV.35)$$

$$v_x(x_0) = v_{x_e}(x_0) + \frac{w_{x\infty}}{2} = v_{x1} + \frac{v_{x2} - v_{x1}}{\Delta x} \Delta x_1, \quad (IV.36)$$

где β_I — индуктивный угол; Δx — расстояние между сечениями 1-1 и 2-2; $\Delta x_1 = x_0 - x_1$ — расстояние сечения 1-1 от расчетной точки.

Обычно в теории гребного винта предполагается, что указанное выше условие выполняется в плоскости диска гребного винта, соответствующей середине сечения лопасти, а при откидке лопастей — середине сечения лопасти на относительном радиусе $r = 0,7$. Однако результаты расчетов изменения аксиальной вызванной скорости $w_x(x)$ движителя с конечным осевым размером показывают, что в действительности сечение x_0 должно располагаться вверх по потоку от плоскости диска гребного винта. Этот вывод подтверждается и результатами экспериментального исследования поля скоростей вблизи винта, работающего в свободной воде. С учетом результатов этих исследований более обоснованно принять расчетную точку, соответствующую условию (IV.33), на входной кромке лопасти. Известен ряд других подходов к решению задачи об определении эффективного поля скоростей [63, 107]. В одной из ранних работ в этом направлении [107], изложен практический метод определения эффективного поля скоростей путем измерения скоростей потока перед гребным винтом в «свободной воде» и за корпусом. При анализе результатов принята гипотеза квазистационарности.



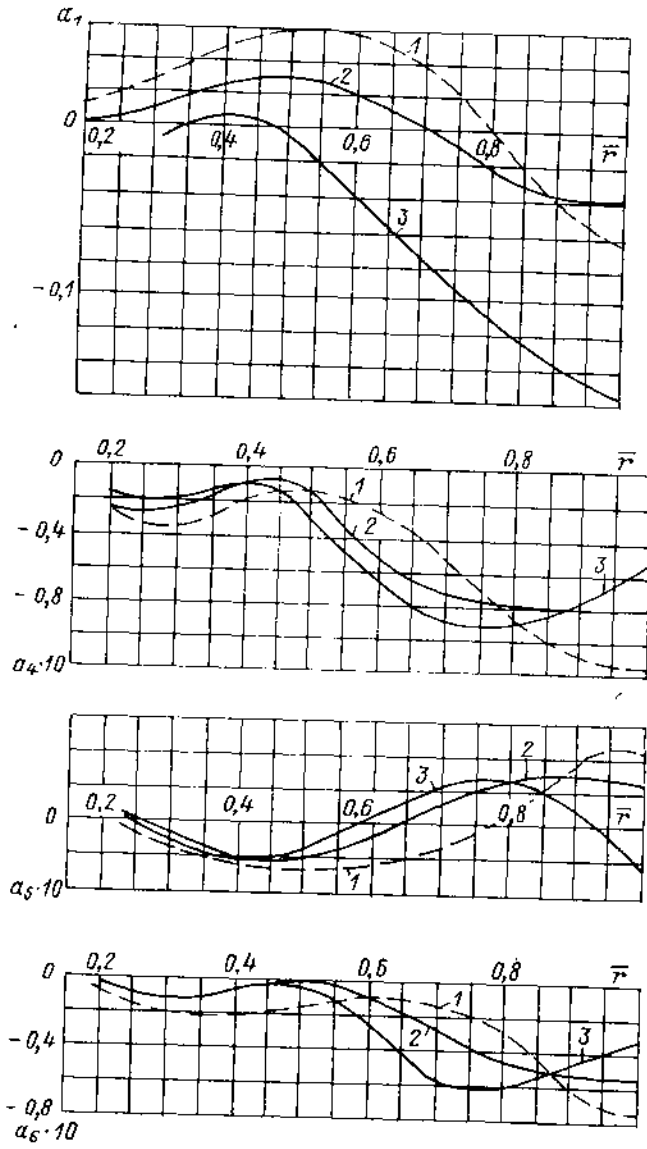


Рис. IV.9. Влияние масштабного эффекта и работы гребного винта на коэффициенты гармоник поля скоростей.
 1 — модель, номинальное поле; 2 — судно, номинальное поле (с учетом влияния масштабного эффекта); 3 — модель, эффективное поле.

Различие между номинальным и эффективным полями скоростей судов различных типов в области наиболее нагруженных сечений показано на рис. IV.7.

Сопоставление коэффициентов разложения в ряд Фурье окружного распределения осевых скоростей номинального поля и поля скоростей с учетом влияния гребного винта для танкера среднего водоизмещения показано на рис. IV.9, из которого видно, что амплитуды гармоник, определяющих величины нестационарных гидродинамических сил и моментов, могут измениться в несколько раз. Изменение гармонического состава поля скоростей имеет достаточно сложный характер. Поэтому при прогнозировании периодических сил и изучении вопросов, связанных с кавитацией, целесообразно учитывать изменение поля скоростей, обусловленное работой двигателя. Данные модельных испытаний о поле скоростей при работающем двигателе необходимо далее откорректировать, внося поправку на масштабный эффект.

В настоящее время в практических расчетах периодических сил, как правило, используется номинальное поле скоростей.

§ 16. МАСШТАБНЫЙ ЭФФЕКТ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ

При увеличении числа Рейнольдса, соответствующем переходу от условий модельных испытаний к натурным, область вязкостного течения около корпуса уменьшается (пограничный слой становится тоньше), а относительные скорости u_x в пограничном слое и вязкостном следе увеличиваются. В результате этого вязкостная составляющая номинального попутного потока Φ_{xj} и ее местные характеристики уменьшаются. Уменьшение среднего попутного потока при пересчете результатов модельных испытаний с достаточной для практики точностью можно связать с изменением общих потерь на трение.

Аналогичным образом изменяется и расчетный попутный поток. Согласованное решение относительно стандартной методики пересчета эффективного (расчетного) попутного потока принято на 15-й конференции МКОБ [97] (Гаага, 1978 г.).

Конференцией рекомендована следующая формула для судов с одновальным расположением двигателя:

$$W_{Tн} = (t - 0,04) + (W_{Tм} - t - 0,04) \frac{C_{Vн}}{C_{Vм}} \quad (IV.37)$$

Здесь и далее индекс «н» относится к натуре, а «м» к модели. В значении вязкостного сопротивления $C_{Vн}$ натурального судна учтено влияние шероховатости. Поправка 0,04 в формуле (IV.37) учитывает усредненное влияние руля за гребным винтом на попутный поток.

Более сложной, не имеющей пока общепризнанного решения задачей является прогнозирование местных характеристик поля скоростей в месте расположения гребного винта. Общий подход к решению задачи удобно рассмотреть для случая номинального потока.

Установление зависимости от числа Рейнольдса местных скоростей номинального потока и разработка практических методов пересчета результатов модельных испытаний на натуре требуют более детального рассмотрения и учета особенностей пространственного потока в корме. Отсутствие надежных сравнительных данных модельных и натуральных испытаний является одной из основных причин недостаточных знаний о явлении масштабного эффекта и затрудняет разработку практических методов его оценки.

Теоретической основой для пересчета номинального поля скоростей с модели на натуре является соотношение между сопротивлением и характеристиками потока, вытекающее из закона количества движения. Для наиболее простого случая плоского течения его можно записать в виде

$$C_T = 2\delta_n \int_0^1 [(2v_\delta - 1)Av - Av^2] d(y/\delta), \quad (IV.38)$$

где $\bar{\delta}_n = \delta_n/L$ — относительная толщина следа; \bar{v}_δ — относительная скорость потенциального потока на границе вязкостного следа; $\Delta\bar{v} = v_\delta - v_x/v$ — относительная потеря скорости в следе; v_x — местная скорость в следе; y — отстояние от оси следа.

Если профили потери скорости в вязкостном следе аффинно подобны, то на основании (IV.38) можно написать следующие структурные соотношения:

$$\Delta\bar{v} (y/\delta_n) \sim C_V^a (Re); \quad \bar{\delta}_n \sim C_V^b (Re); \quad (2\bar{v}_\delta - 1) \sim C_V^c (Re). \quad (IV.39)$$

Данные лабораторных исследований подтверждают выполнение условий (IV.39) для ряда частных случаев. В плоском следе далеко за телом ($\bar{v}_\delta = 1,0$) и потеря скорости $\Delta\bar{v}$, и относительная ширина следа $\bar{\delta}$ изменяются в зависимости от числа Рейнольдса пропорционально $C_V^{1/2}$. Поэтому соотношения (IV.39) используются на практике для разработки методов пересчета данных модельных испытаний на натуре.

В настоящее время не представляется возможным установление единого подхода к моделированию потока в диске гребного винта, и целесообразно рассмотреть несколько частных моделей течения. Условно можно выделить следующие характерные виды полей скоростей.

а) поле скоростей одновалных судов умеренной полноты с V-образными или умеренно U-образными шпангоутами, при обтекании которых роль скуловых вихрей невелика;

б) поле скоростей судов полных обводов ($\delta' \geq 0,8$) с U-образными шпангоутами, при обтекании которых образуются интенсивные скуловые вихри;

в) поле скоростей судов очень полных обводов с кормовым отрывом;

г) поле скоростей быстроходных двухвалных контейнерных судов, у которых вязкостная составляющая попутного потока представляет комбинацию потока в пограничном слое корпуса и вязкостного следа за выступающими частями.

Модель «а». Результаты расчетов пространственного пограничного слоя судов [20] приводят к заключению, что при умеренных вторичных потоках закономерности изменения от числа Re характеристик осевого течения не слишком отличаются от полученных для двумерного пограничного слоя. Поэтому при разработке инженерных методов определения поля осевых скоростей в верхней части кормовой оконечности судна (сечение I—I на рис. IV.1) без больших погрешностей могут быть применены схемы пересчета характеристик слоя, разработанные применительно к плоскому течению и основанные на использовании законов подобия в пристеночной и внешней областях слоя. Для моделирования потока в области гидродинамического следа с некоторыми допущениями можно воспользоваться решением для плоского следа (см. § 18 первого раздела).

Практический метод пересчета, основанный на соотношениях (IV.39) и допущениях о пренебрежимо малом влиянии изменения потенциальной составляющей при безотрывном обтекании корпуса предложен в [65]. Считается малым и влияние на осевой поток изменения с возрастанием числа Re поперечной составляющей скорости. Исходные экспериментальные данные для модели определяются в декартовой системе координат в виде зависимостей распределения скорости или попутного потока от поперечной координаты $\bar{y} = y/L$ при различных постоянных значениях вертикальной координаты $\bar{z} = z/L$. В сходственных горизонтальных сечениях следа получаем

$$\psi_{aM} = \psi_{aM} \left[\frac{C_{F0M}}{C_{F0M}} \right]^{1/2} \quad \text{при } y/\delta_n = \text{const}; \quad (IV.40)$$

$$\bar{\delta}_n = \bar{\delta}_M \left[\frac{C_{F0M}}{C_{F0M}} \right]^{1/2}, \quad (IV.41)$$

где C_{F0} — коэффициент сопротивления трения эквивалентной пластины.

Такая схема моделирования позволяет учесть и изменение толщины следа $\bar{\delta}$, и формы безразмерного профиля v_x/v_δ . На приведенных на рис. IV.1 изотах для модели танкера среднего водоизмещения ($\delta' = 0,73$) видно, что верхняя часть диска гребного винта располагается в области пограничного слоя корпуса. В связи с этим была предпринята попытка одновременно оценить изменение скоростей потока не только в области следа, но и в области пограничного слоя с использованием прибли-

женной методики [36], обеспечивающей достаточно хорошее согласование с данными натурных опытов и расчетов пространственного пограничного слоя. Результаты уточненного пересчета для данной модели в пределах диска гребного винта практически совпадают. Отклонения скорости до 3—4% наблюдаются лишь вблизи внешней границы области вязкостного потока в верхних ее сечениях (за пределами диска винта), однако в некоторых случаях, например при выраженных V-образных шпангоутах, пограничный слой корпуса может играть большую роль в формировании потока, и влияние его должно дополнительно учитываться. Аналогичные инженерные методики, основанные на более общих допущениях относительно закономерностей изменения поля осевых скоростей, предложены в опытовых бассейнах Европы и Японии [83, 86, 101]. На рис. IV.10 для сопоставления приведены ре-

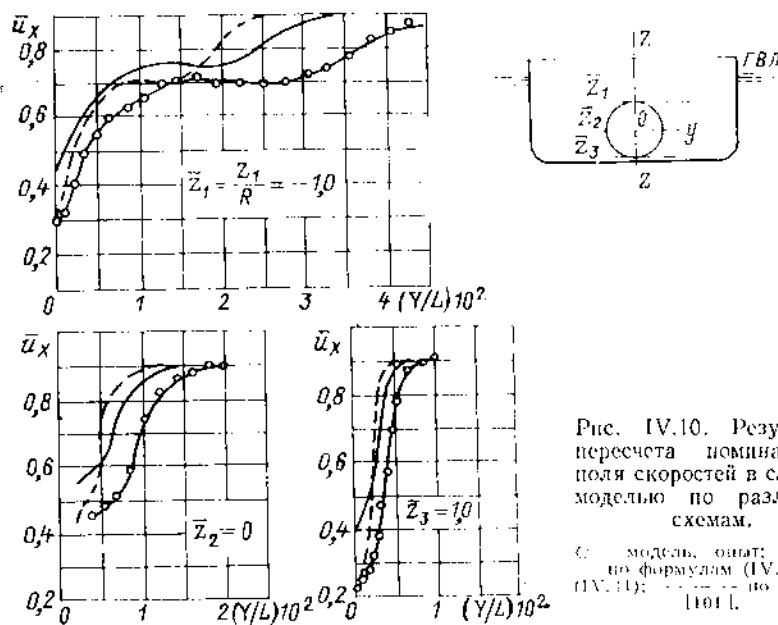


Рис. IV.10. Результаты пересчета номинального поля скоростей в следе за моделью по различным схемам.

○ — модель; о — опыт;
— по формулам (IV.40),
(IV.41); — по методу [101].

зультаты пересчета поля скоростей по отечественной и японской методике для некоторых характерных сечений следа рассмотренной выше модели. Как видно, японская методика приводит к более сильному сжатию гидродинамического следа при переходе к натуре и не учитывает изменения дефекта скорости в диаметральной плоскости судна. Однако, за исключением ограниченных областей в районе $\theta = 0$ и 180° , окружное распределение осевых скоростей $v_x(r, \theta)$, рассчитанное по обеим методикам, отличается незначительно (рис. IV.11). Существенные расхождения в районе $\theta = 0$ и 180° , обусловленные причинами, о которых говорилось выше, могут вызывать заметное изменение в гармоническом составе поля и особенно в амплитудах четных гармоник.

Модель «б». Образование скуловых вихрей с осями, ориентированными в направлении основного течения, в некоторых случаях, в особенности при обтекании судов с U-образными кормовыми шпангоутами, может оказывать заметное влияние на структуру потока. Возникновение скуловых вихрей вызывает не только неравномерное распределение тангенциальных скоростей в месте расположения гребного винта, но и изменение неоднородности осевого попутного потока. Ветвь области течения при наличии скуловых вихрей можно подразделить на три части: область турбулентного течения, область влияния вихрей на пограничный слой корпуса и область невозмущенного вихрем течения в пограничном слое или следе (рис. IV.12). Закономерности изменения относительных скоростей в каждой области при переходе от модели к натуре различны.

Результаты сравнительных модельных и натуральных испытаний, предпринятых японскими исследователями [63], подтверждают существование скруловых вихрей и в натуральных условиях, однако полученных материалов еще недостаточно для суждения о количественной стороне явления. Можно лишь отметить, что вызванные вихрями возмущения при обтекании судна менее выражены. В связи с этим, по-видимому, оправдана попытка применения и в этом случае, т. е. при наличии развитых скруловых вихрей, более общей модели (модели «а») или, по крайней мере, установления пределов применимости этой модели потока. Определяющее значение здесь имеют сравнительные данные, полученные на модели и в натуральных условиях.

Модель «в». Известные попытки расчетных и экспериментальных оценок

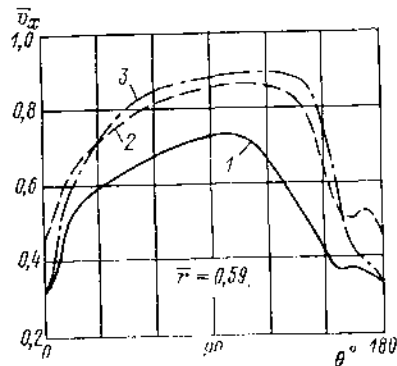


Рис. IV.11. Результаты оценки масштабного эффекта номинального поля скоростей. 1 — модель, $Re = 1,3 \cdot 10^7$; 2 — судно, $Re = 1,5 \cdot 10^8$ (по формулам (IV.40), (IV.41)); 3 — судно, $Re = 1,5 \cdot 10^8$ (по методу [101]).

Рис. IV.12. Поле скоростей в пограничном слое при наличии дискретных вихрей: а — линии постоянной скорости.

1 — область невозмущенного течения; 2 — область влияния вихря на пограничный слой; 3 — ядро вихря;
 б — распределение скоростей в ядре:
 — эксперимент; - - - - - теория;
 в — распределение циркуляции в ядре
 — скрулового вихря, $\Gamma = 1,1 \text{ м}^2/\text{с}$; - - - - - вихря в свободном потоке, $\Gamma = 0,07 \text{ м}^2/\text{с}$.

масштабного эффекта явления пространственного отрыва еще не позволяют сделать определенных выводов даже о качественной стороне явления и разработать хотя бы самую приближенную схему оценки изменения в зависимости от числа Re не только распределения скоростей, но и средней величины попутного потока.

Модель «г». Неоднородность потока в месте расположения гребного вента двухлопастного судна обусловлена, главным образом, пограничным слоем корпуса и дополнительной потерей скорости в следе за выступающими частями

$$\psi_x = \frac{v - v_x}{v} + \frac{v - v_8}{v} + \frac{v_8 - v_{x8}}{v_8} + \frac{v_{x8} - v_x}{v_8} = \psi_{x0} + \psi_{x1}^2 + \Delta\psi_{x1} \quad (IV.42)$$

где v_x — горизонтальная составляющая местной скорости в исследуемой точке потока; v_{x8} — горизонтальная составляющая скорости в пограничном слое «голового корпуса» в исследуемой точке потока; ψ_{x0} — потенциальный попутный поток; ψ_{x1} — вязкозный попутный поток, обусловленный влиянием пограничного слоя корпуса;

$\Delta\psi_{x1}$ — надбавка, учитывающая дополнительные потери скорости в следе за выступающими частями.

Как показывают опыты, в области наиболее нагруженных сечений лопастей гребного вента, удаленных от ступицы, взаимодействие между пограничным слоем и следом за обтекателем с достаточной для практики точностью можно считать малым; пренебрежимо мало или вовсе отсутствует и влияние подпорных вихрей в месте притыкания обтекателя, поскольку обычно обеспечивается плавный переход обтекателя к корпусу. Это позволяет раздельно исследовать моделирование каждой составляющей вязкозного попутного потока ψ_{x1} (Re) и $\Delta\psi_{x1}$ (Re), а при определении суммарного масштабного эффекта — применить метод суперпозиций. Для пересчета попутного потока корпуса ψ_{x1} используется методика [36]. По данным визуализации течения, с достаточной для практики точностью можно считать, что линии тока на обкателе располагаются эквидистантно поверхности корпуса, и при оценке масштабного эффекта может быть принята гипотеза плоских сечений. Поэтому при моделировании составляющей попутного потока $\Delta\psi_{x1}$, обусловленной обтеканием выступающих частей, можно воспользоваться зависимостями теории свободной турбулентности (IV.40) и (IV.41).

Расчетные оценки показывают [106], что изменение степени неоднородности потока при переходе от модели к судну почти в равной степени обусловлено масштабным эффектом пограничного слоя корпуса и следа за обкателем гребного вента. Средний по окружности осевой попутный поток уменьшается примерно вдвое.

Рассмотренные решения еще не обеспечивают во всех случаях надежного количественного определения поля скоростей в месте расположения гребного вента судна, однако они позволяют уже сегодня получить более точные данные о потоке по сравнению с непосредственными результатами модельных испытаний.

Для оценки масштабного эффекта эффективного поля скоростей можно использовать соотношения (IV.40) и (IV.41), полученные для номинального потока. Вместе с тем следует иметь в виду, что результаты лабораторных исследований, выполненных в последнее время [92], указывают на то, что закономерности изменения эффективного поля скоростей в зависимости от числа Рейнольдса могут несколько отличаться от соответствующих зависимостей номинального потока.

§ 17. ОПТИМАЛЬНЫЙ ДВИЖИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС КОРПУС — ДВИЖИТЕЛЬ

Проектирование гребного вента, приспособленного к распределению попутного потока за корпусом судна, следует производить с учетом условия обеспечения наибольшего значения пропульсивного коэффициента системы корпус — винт

$$\eta_{D0} = T_E v_i P_D \quad (IV.43)$$

Для этого необходимо решить задачу о гребном венте, который при работе в неоднородном поле скоростей корпуса судна обладает минимальными индуктивными потерями энергии.

Наивысший пропульсивный коэффициент комплекса корпус — движитель может быть достигнут при выполнении условия оптимума, накладываемого на распределение гидродинамической нагрузки вдоль радиуса гребного вента. Вид этого распределения зависит от поля скоростей жидкости около корпуса в районе расположения движителя. Оценки показывают, что использование условия оптимума для движительного комплекса при проектировании гребного вента приводит к вышурпу в величине пропульсивного коэффициента, составляющему примерно 2–3%. Наивыгоднейший движительный комплекс рассмотрен в работах В. М. Лаврентьева, А. М. Басина, В. М. Иванченко, С. Д. Стоянова, Лербеа, Ван-Манена, Балхана [3, 4]. Ввиду большой сложности задача об оптимальном комплексе корпус — движитель решалась при упрощающих допущениях о малости нагрузки гребного вента, бесконечном числе его лопастей, осесимметричности следа корпуса судна. При рассмотрении пропульсивного коэффициента это позволяет сравнивать со значениями номинального попутного потока. Для нахождения условия оптимума рассматривается течение на бесконечном удалении вниз по потоку от движительным комплексом.

Наиболее просто задача об оптимальном комплексе решается в предположении об отсутствии вязкости жидкости. В этом случае полезная T_{Ej} и потребляемая винтом P_{Dj} мощности равны

$$\left. \begin{aligned} T_{Ej} &= \rho \int_{F_\infty} v (v + \omega_{x\infty}) dF_\infty = \rho \int_{F_p} \omega_{x\infty} v_S dF_p; \\ P_{Dj} &= Q_j \Omega = T_{Ej} v + \frac{\rho}{2} \int_{F_\infty} (\omega_{x\infty}^2 + \omega_0^2) (v + \omega_{x\infty}) dF_\infty = \\ &= T_{Ej} v + \frac{\rho}{2} \int_{F_p} (\omega_{x\infty}^2 + \omega_0^2) v_S dF_p. \end{aligned} \right\} \quad (IV.44)$$

Здесь $\omega_{x\infty}$, ω_0 , F_∞ — вызванные скорости и сечение струи далеко за комплексом; v_S — скорость протекания жидкости через диск гребного винта. Минимизируя величину потребляемой мощности P_{Dj} при фиксированной полезной, А. М. Басин получил, что условие оптимальности сводится к требованию о постоянстве пропульсивного коэффициента элемента движателя вдоль радиуса

$$\eta_{Djr} = \frac{dT_{Ej}}{dQ_j \Omega} = \frac{dT_{Ej} v_A}{dQ_j \Omega} \frac{1-t(r)}{1-\psi(r)} = \text{const}. \quad (IV.45)$$

Если предположить, что условие (IV.45) соблюдается при работе комплекса не только в невязкой жидкости, но и в условиях неравномерного по радиусу реального попутного потока, то можно получить

$$\eta_{Djr} = \eta_{jr} \frac{1-t(r)}{1-\psi(r)} = \frac{\text{tg } \beta}{\text{tg } \beta_j} \frac{1-t(r)}{1-\psi(r)}, \quad (IV.46)$$

где η_{jr} — индуктивный КПД элемента гребного винта; $\text{tg } \beta = v_A / \Omega r$; $\text{tg } \beta_j = (v_A + \omega_{x\infty} / 2) / (\Omega r - \omega_0 / 2)$ — тангенс угла индуктивной поступи. Условие оптимальности (IV.46) можно переписать в виде

$$\frac{\text{tg } \beta_j}{\text{tg } \beta} = \frac{1-t}{\eta_j} \frac{1-\psi}{1-t}, \quad (IV.47)$$

где ψ , t — средние по диску гребного винта значения коэффициентов попутного потока и засасывания.

Если воспользоваться эмпирическим соотношением Ван-Манена для одновинтовых судов

$$\frac{1-t}{1-t} = \left[\frac{1-\psi}{1-\psi} \right]^{1/4},$$

то можно получить следующее условие для оптимального движательного комплекса:

$$\frac{\text{tg } \beta_j}{\text{tg } \beta} = \frac{1}{\eta_j} \left[\frac{1-\psi}{1-\psi} \right]^{3/4}. \quad (IV.48)$$

В. М. Лаврентьев, используя аналогию с оптимальным изолированным гребным винтом, получил следующее выражение для условия оптимальности винта за корпусом:

$$\frac{\text{tg } \beta_j}{\text{tg } \beta} = \frac{1-t}{\eta_j} \left[\frac{1-\psi}{1-\psi} + \eta_j \left[1 - \frac{1-\psi}{1-\psi} \right] \right]. \quad (IV.49)$$

В более строгой постановке условия оптимальности для движательного комплекса в вязкой жидкости были получены В. М. Ивченко и С. Д. Стояновым. Они были рассмотрены следующие выражения для полезной T_{Ej} и потребляемой P_{Dj} движателем мощности:

$$T_{Ej} v = \rho \int_{F_\infty} \omega_{x\infty} (v_f \infty + \omega_{x\infty}) dF_\infty = \rho \int_{F_p} \omega_{x\infty} v_S dF_p;$$

$$\begin{aligned} P_{Dj} &= \rho \int_{F_\infty} (v_f \infty + \omega_{x\infty}) \left[v_f \infty \omega_{x\infty} + \frac{\omega_{x\infty}^2 + \omega_0^2}{2} \right] dF_\infty = \\ &= \rho \int_{F_p} v_S \left[v_f \infty \omega_{x\infty} + \frac{\omega_{x\infty}^2 + \omega_0^2}{2} \right] dF_p. \end{aligned}$$

Здесь $v_f \infty = v [1 - \psi_{f\infty}(r)]$, $\psi_{f\infty}(r)$ — коэффициент попутного потока трения далеко за комплексом, характеризующий потерю полного напора в потоке жидкости, обтекающей корпус. Условие оптимальности, при котором потребляемая гребным винтом

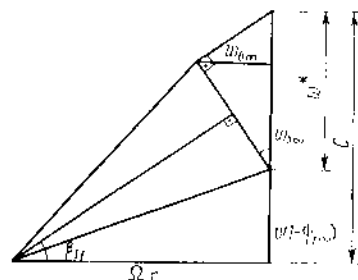


Рис. IV.13. Условие оптимальности для движательного комплекса за корпусом.

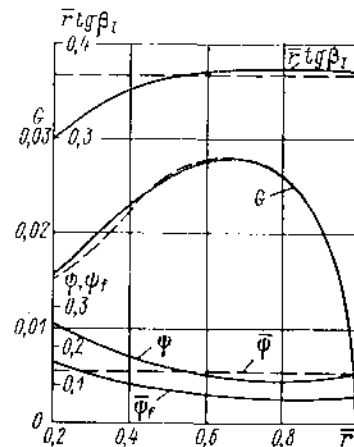


Рис. IV.14. Результаты расчета гребного винта, спроектированного на условие оптимальности.

мощность P_{Dj} минимальна (при постоянной полезной мощности), получено В. М. Ивченко в виде соотношения, справедливого на больших расстояниях влиз по потоку:

$$v_f \infty + \omega_{x\infty} + \omega_0 \text{tg } \beta_{jf} = C = \text{const}. \quad (IV.50)$$

Обозначения ясны из рис. IV.13.

Отметим, что пропульсивный коэффициент элемента оптимального движателя

$$\eta_{Djr} = \frac{v}{v_f \infty + \frac{\omega_{x\infty}}{2}} \frac{\Omega r - (\omega_0 / 2)}{\Omega r} = \frac{1}{1 - \frac{\psi_{f\infty}(r)}{2} + \text{const}_1} \quad (IV.51)$$

изменяется вдоль радиуса.

Из плана скоростей оптимального движателя (см. рис. IV.13) можно получить следующие выражения для вызванных скоростей и тангенса угла индуктивной поступи в диске гребного винта:

$$\left. \begin{aligned} \omega_0 &= \omega^* \sin \beta_{jf} \cos \beta_{jf}; & \omega_{x\infty} &= \omega^* \cos^2 \beta_{jf}; \\ \frac{\omega^*}{v} &= \frac{\pi \bar{C}}{J_v} = [1 - \psi_{f\infty}(r)]; & \bar{C} &= C_j / (\Omega R); \\ \text{tg } \beta_j &= \frac{1 - \psi_{eff} \phi + (\omega_{x\infty} / 2v)}{\frac{\pi \bar{r}}{J_v} - \frac{\omega_0}{2v}}, \end{aligned} \right\} \quad (IV.52)$$

где $\psi_{eff} \phi(r)$ — коэффициент эффективного попутного потока.

Константу \bar{C} назначают таким образом, чтобы обеспечить получение заданного коэффициента унора гребного винта. В первом приближении можно принять

$$\bar{C} = 2\lambda_{ff} \frac{J_v}{\pi} (1 - \Psi_{f\infty}), \quad (IV.53)$$

где λ_{ff} — индуктивная посылка, определяемая по диаграммам В. М. Лаврентьева (см. § 9 гл. II) или по аппроксимирующим их зависимостям при заданных K_T и J .

На рис. IV.14 приведен пример расчета гребного винта, спроектированного на условие оптимума (IV.50) и на условие Бетца, справедливое для однородного потока (на средний по диску попутный поток). Видно, что внутренние сечения лопасти гребного винта, спроектированного на условие (IV.50), нагружены в большей степени, чем у оптимального иодированного винта. Это обусловлено тем, что гребной винт, приспособленный к попутному потоку, в максимальной степени использует энергию вязкостного следа корпуса судна.

В табл. IV.1 сведены условия оптимума для комплекса винт — корпус, полученные различными авторами. Отметим, что для постоянного вдоль радиуса распределения попутного потока все они переходят в условие Бетца.

Т а б л и ц а IV.1. Условия оптимума для движительного комплекса винт—корпус

Автор	Условие оптимума	Принятый коэффициент элемента движителя вдоль радиуса	Примечание
Бетц	$\frac{\lg \beta_f}{\lg \beta} = \frac{1}{\eta_{fp}} = \text{const}$		Для однородного потока
А. М. Басин [формула (IV.45)]	$\frac{\lg \beta_f}{\lg \beta} = \frac{1}{\eta_f} \frac{1-t(r)}{1-\Psi(r)}$	Не изменяется	Получены в предположении об отсутствии вязкостного следа корпуса судна
Ван-Манен [формула (IV.48)]	$\frac{\lg \beta_f}{\lg \beta} = \frac{1}{\eta_f} \left[\frac{1-\Psi}{1-\Psi(r)} \right]^a$		
В. М. Лаврентьев [формула (IV.49)]	$\frac{\lg \beta_f}{\lg \beta} = \frac{1}{\eta_f} \left(\frac{1-\Psi}{1-\Psi(r)} \right)^a$	Изменяется	С учетом вязкостного следа корпуса
В. М. Ивченко [формула (IV.50)]	$v [1 - \Psi_{f\infty}(r)] + \omega_{x\infty} + \omega_{0\infty} \lg \beta_{ff} = \text{const}$		

§ 18. ВИХРЕВАЯ ТЕОРИЯ ГРЕБНОГО ВИНТА, РАБОТАЮЩЕГО В НЕОДНОРОДНОМ ПО ОКРУЖНОСТИ ПОТОКЕ

Современные методы расчетов гребного винта, работающего в неоднородном по окружности стационарном потоке, используют чаще всего схему вихревой несущей поверхности и следующие предположения: набегающий поток задан, его неоднородность и завихренность мала; нагрузка гребного винта «умеренная» (см. § 5); лопасти гребного винта тонкие.

Принимают также, что поле скоростей \vec{v} внешнего потока зависит от двух координат системы C : r_0 и θ_0 . Это поле задают в виде зависимостей от r_0 гармоник по углу θ_0 всех трех составляющих:

$$\left. \begin{aligned} v_{x0}(r_0, \theta_0) &= \text{Recl} \sum_{m=0}^M c_{mx} e^{-im\theta_0}; \\ v_{r0}(r_0, \theta_0) &= \text{Recl} \sum_{m=0}^M c_{mr} e^{-im\theta_0}; \\ v_{\theta_0}(r_0, \theta_0) &= \text{Recl} \sum_{m=0}^M c_{m\theta} e^{-im\theta_0}, \end{aligned} \right\} \quad (IV.54)$$

где Recl — операция взятия вещественной части, $c_m = a_m + ib_m$.

Во внешнее поле удобно включить переносную скорость сечения лопасти и принять: $c_{0x} = -1 + \Psi(\bar{r}_0)$, $c_{0r} = 0$, $c_{0\theta} = -r_0 \lambda_L$.

Задача поверочного расчета гребного винта в неоднородном поле скоростей состоит в определении интенсивности распределенной по лопасти нагрузки $p^+ - p^-$, а также сил и моментов, действующих на одну лопасть и винт в целом. Из-за неоднородности потока искомые величины будут периодическими функциями времени или угла поворота лопасти. Граничные условия непротекания линеаризуют и выписывают на опорной поверхности с относительным шагом λ_L . Из-за линейности это условие распадается на $2M + 1$ условие для гармоник скоростей по углу поворота лопасти θ_p :

$$\vec{\omega}_m \vec{n}_l + \vec{\omega}_m \vec{n}_c = 0, \quad m = 0, 1, \dots, M, \quad (IV.55)$$

где $\vec{\omega}_m$ — вектор комплексной гармоники по θ_p внешней скорости; $\vec{\omega}_m^+$ — то же внешнее поле:

$$\left. \begin{aligned} v_{xm}(r, \theta) &= c_{mx} e^{-im\theta}; \\ v_{ym}(r, \theta) &= (c_{mr} \cos \theta - c_{m\theta} \sin \theta) e^{-im\theta}; \\ v_{zm}(r, \theta) &= (c_{mr} \sin \theta + c_{m\theta} \cos \theta) e^{-im\theta}, \end{aligned} \right\} \quad (IV.56)$$

\vec{n}_l, \vec{n}_c — единичные векторы нормалей к опорной и средней поверхностям.

При рассматриваемом нестационарном обтекании лопастей гребного винта вихревую систему образуют три вида вихрей (сравни со стационарным случаем § 7): присоединенные вихри с поверхностной интенсивностью $\vec{\gamma}_b$, каждый элемент которых перпендикулярен к средней относительной скорости \vec{v}_R ; свободные геликоидальные вихри $\vec{\gamma}_f$ с осями, лежащими вдоль вектора \vec{v}_R ; свободные продольные вихри $\vec{\gamma}_{rf}$ ($\vec{\gamma}_{rf} \perp \vec{v}_R$).

В пределах вихревой лопасти ($\vec{r}, \vec{x} \in A_l$) суммарная интенсивность вихревого слоя $\vec{\gamma} = (\gamma_b + \gamma_r) \vec{e}_r + \gamma_f \vec{e}_\theta$. Вне лопасти $A_1 \gamma_b = 0$. Вне $A_1 + A_2$ (т. е. вне вихревой лопасти и следа) $\gamma_f = 0$. Среднюю относительную скорость, с которой сносятся свободные вихри, принимают приближенно: $\vec{v}_R \approx -\vec{v}_\infty (\Omega r \cos \beta_f)$, а шаг вихревых пелен: $\lambda_L(\vec{r}) \approx 0,8 \sqrt{2\pi} + 0,2 \lambda_L c_{0x}$.

В соответствии с граничным условием непротекания интенсивности γ_b и γ_f представляют в виде рядов Фурье

$$\gamma_b = \text{Recl} \sum_{m=0}^M \gamma_{bm}(\vec{r}, \nu) e^{-im\Omega}, \quad \gamma_f = \text{Recl} \sum_{m=0}^M \gamma_{fm}(\vec{r}, \nu) e^{-im\Omega}, \quad (IV.57)$$

и каждую из гармоник γ_{im} определяют независимо от других.

Помимо условия (IV.55) при решении задачи используют постулат Чаплыгина — Жуковского в форме $\gamma_{bm}(\xi \rightarrow -1) = 0$.

Основные уравнения задачи следуют из условия непротекания. Для того, чтобы их получить, необходимо вычислить по формуле Био — Савара скорости \vec{w}_m , вызванные вихревой системой. Замыкают задачу с помощью соотношений, связывающих интенсивности свободных вихрей с интенсивностью присоединенных. Эти соотношения следуют из общих теорем о сохранении вихрей и имеют следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \gamma_{j,m}(\bar{r}, v) &= -ime^{-1} \int_v^{v_L} \gamma_{bm}(\bar{r}, v_2) \exp\{-ime^{-1}(v - v_2)\} dv_2; \\ \gamma_{jvm}(\bar{r}, v) &= \frac{1}{H_r} \int_v^{v_L} \frac{\partial}{\partial r} [H_v \gamma_{bm}(\bar{r}, v_2)] \exp\{-ime^{-1}(v - v_2)\} dv_2 + \\ &+ \frac{Q_{Lj}}{\Lambda_{Lj}} \gamma_{bm}(\bar{r}, v_L) \exp\{-ime^{-1}(v - v_L)\}. \end{aligned} \right\} \quad (IV.58)$$

Далее приведены выражения для коэффициентов Фурье скоростей, вызванных присоединенными вихрями

$$\vec{w}_m^{(1)}(Q) = -\frac{1}{4\pi} \int_{A_1} \vec{\gamma}_{jm}(\bar{r}^*, v^*) \vec{T}_{rm}(Q^*, Q) H_v^* H_r^* dv^* dr^*, \quad (IV.59)$$

где $\vec{T}_{rm}(Q^*, Q) = \sum_{j=0}^{Z-1} \frac{\vec{S}_j \times \vec{e}_r^*}{S_j^3} e^{-im\chi_j}$, другие величины введены в § 7;

продольными свободными вихрями

$$\vec{w}_m^{(2)}(Q) = -\frac{1}{4\pi} \int_{A_1 + A_2} \gamma_{jrm}(\bar{r}^*, v^*) \vec{T}_{rm}(Q^*, Q) H_v^* H_r^* dv^* dr^*; \quad (IV.60)$$

винтовыми свободными вихрями

$$\vec{w}_m^{(3)}(Q) = -\frac{1}{4\pi} \int_{A_1 + A_2} \gamma_{jvm}(\bar{r}^*, v^*) \vec{T}_{vm}(Q^*, Q) H_v^* H_r^* dv^* dr^*, \quad (IV.61)$$

где

$$\vec{T}_{vm}(Q^*, Q) = \sum_{j=0}^{Z-1} \frac{\vec{S}_j \times \vec{e}_v^*}{S_j^3} e^{-im\chi_j}.$$

Суммарная вызванная скорость

$$\vec{w}_m(Q) = \vec{w}_m^{(1)}(Q) + \vec{w}_m^{(2)}(Q) + \vec{w}_m^{(3)}(Q).$$

Из приведенных соотношений следует, что искомые функции γ_{bm} должны во всех внутренних точках A_1 удовлетворять интегродифференциальным сингулярным уравнениям (IV.55). Для решения этих уравнений необходимо использовать какую-либо аппроксимацию γ_{bm} , принимающую на контуре лопасти те же значения, что

и γ_{bm} . В качестве таких аппроксимаций в различных методах решения уравнений (IV.55) принимают двойную конечную сумму вида

$$\gamma_{bm}(\bar{r}, \xi) = \sum_{j=0}^J \sum_{k=0}^K \sigma_{mjkh} P_j(\bar{r}) Q_k(\xi)$$

(где σ_{mjkh} — комплексные числа, P_j и Q_k — заданные функции, причем $Q_k(-1) = 0$ и при $\xi \rightarrow 1$ $Q_1 \rightarrow \infty$ и $Q_{k>1} \rightarrow 0$) либо дискретные вихри, а также кусочно-постоянные или кусочно-линейные функции, задаваемые на плоских треугольных или прямоугольных элементах.

Можно использовать и другие представления для γ_{bm} , позволяющие так же, как и названные, заменить задачу отыскания функции двух переменных задачей отыскания конечного числа постоянных, определяющих аппроксимацию γ_{bm} . При этом в силу линейности уравнений (IV.55) задача сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений для каждого значения m . После определения $\gamma_{bm}(\bar{r}, v)$ можно вычислить силы и моменты, возникающие на лопасти. При получении соответствующих формул применяется справедливая и в нестационарном случае формула Жуковского в «малом» [47].

Векторы подъемных сил и момента этих сил (см. § 8)

$$\left. \begin{aligned} \vec{F}^{(1)} &= -\frac{J_v^2}{4} \int_H \int_{v_T}^{v_L} \vec{\gamma}_b(\vec{v}_w \vec{e}_v) \vec{n}_j H_r H_v dv dr; \\ \vec{M}^{(1)} &= -\frac{J_v^2}{8} \int_H \int_{v_T}^{v_L} \vec{\gamma}_b(\vec{v}_w \vec{e}_v) (\vec{\mathcal{R}} \times \vec{n}_j) H_r H_v dv dr, \end{aligned} \right\} \quad (IV.62)$$

где $\vec{v}_w = \vec{v} + \vec{w}$; векторы сил вязкостного сопротивления и момента этих сил

$$\left. \begin{aligned} \vec{F}^{(2)} &= -\frac{J_v^2}{8} \int_H \int_{v_T}^{v_L} C_x(\vec{v}_w \vec{e}_v)^2 \vec{e}_v H_r H_v dv dr; \\ \vec{M}^{(2)} &= -\frac{J_v^2}{16} \int_H \int_{v_T}^{v_L} C_x(\vec{v}_w \vec{e}_v)^2 (\vec{\mathcal{R}} \times \vec{e}_v) H_r H_v dv dr. \end{aligned} \right\} \quad (IV.63)$$

Суммарные силы и моменты, действующие на одну лопасть:

$$\vec{F} = \vec{F}^{(1)} + \vec{F}^{(2)}; \quad \vec{M} = \vec{M}^{(1)} + \vec{M}^{(2)}.$$

Для анализа результатов, а также для удобства суммирования по числу лопастей, векторы \vec{F} и \vec{M} представляют в виде рядов Фурье:

$$\left. \begin{aligned} \vec{F} &= \text{Recl} \sum_{m=0}^M \vec{F}_m e^{-im\theta_p}; \\ \vec{M} &= \text{Recl} \sum_{m=0}^M \vec{M}_m e^{-im\theta_p}, \end{aligned} \right\} \quad (IV.64)$$

где $F_m = F_m^c + iF_m^s$, $M_m = M_m^c + iM_m^s$.

Главные векторы сил и моментов, действующих на гребной винт:

$$\vec{T} = \vec{T}_0 + \sum_{m=1}^{M_*} (\vec{T}_m^c \cos mZ\theta_p - \vec{T}_m^s \sin mZ\theta_p);$$

$$\vec{Q} = \vec{Q}_0 + \sum_{m=1}^{M_*} (\vec{Q}_m^c \cos mZ\theta_p - \vec{Q}_m^s \sin mZ\theta_p),$$

где $\vec{T}_0 = Z\vec{F}_0$; $\vec{Q}_0 = ZM_0$; $\vec{T}_m^c = Z\vec{F}_m^c$; $\vec{Q}_m^c = ZM_m^c$; $\vec{T}_m^s = Z\vec{F}_m^s$; $\vec{Q}_m^s = ZM_m^s$; $M_* = \text{entier}[M/Z]$.

Хотя приведенные формулы позволяют решить в нестационарной постановке многие практические задачи, связанные с работой гребного винта в неравномерном потоке, вычислительные трудности, возникающие при решении этих задач, приводят в ряде случаев к необходимости при выполнении инженерных расчетов прибегать к упрощениям. Наиболее распространенным упрощением является рассмотрение работы винта в неоднородном потоке в квазистационарной постановке.

Глава V

КАВИТАЦИЯ ГРЕБНЫХ ВИНТОВ

§ 19. ФОРМЫ КАВИТАЦИИ И ЕЕ ВЛИЯНИЕ НА ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРЕБНЫХ ВИНТОВ

Гребной винт является судовой конструкцией, на которой в 1894 г. впервые в инженерной практике столкнулись с явлением кавитации. Кавитация гребных винтов сопровождается рядом неблагоприятных последствий, приводящих к ухудшению эксплуатационных качеств винтов, а именно: нарушению соответствия механической установке, снижению КПД, появлению кавитационной эрозии, увеличению шума и вибрации и ряда других.

Основным критерием, определяющим момент возникновения и развития кавитации гребных винтов, является число кавитации, которое для винта в целом рассчитывается по обычной формуле (гл. IV первого раздела), а для элемента лопасти — по местной скорости, определяющей обтекание лопасти гребного винта. Скорость обтекания элемента винта, расположенного на радиусе r , без учета вызванных винтом скоростей записывается в виде

$$v_R = |v_A + (2\pi r n)| \quad (V.1)$$

Тогда число кавитации элемента лопасти определяется соотношением

$$\sigma_S = \frac{p_0 - p_v}{\rho (v_R^2/2)} = \sigma_0 \frac{1}{1 + (\pi r J)^2} \quad (V.2)$$

где σ_0 — число кавитации, рассчитанное по поступательной скорости перемещения гребного винта; p_0 — давление насыщенного паров жидкости.

Известно, что нет жесткой связи между числами кавитации потока σ_S и σ_0 и моментом возникновения кавитации, значения чисел кавитации, соответствующих началу кавитации, зависят от геометрии гребного винта и режима его работы. Поэтому число кавитации σ_S позволяет определять характер развития кавитации только для двух геометрически подобных гребных винтов, работающих при аналогичных режимах.

Кавитация гребного винта начинается в точках, где наблюдаются наибольшие разрежения. Эти точки располагаются обычно не на самих лопастях, а в ядрах свободных вихрей, сходящих с их концов.

Таким образом, первоначально развивается не профильная, а вихревая кавитация (см. рис. V.1). По мере увеличения скорости потока при сохранении неизменной поступи кавитация распространяется от концов лопастей по засасывающей поверхности к корню лопасти. При этом кавитация возникает в районе входящей кромки или середины профиля и постепенно распространяется в сторону выходящих кромок (рис. V.1). При некотором значении скорости вся засасывающая поверхность охватывается кавитацией, и каверны начинают простираться за пределы лопасти. Если увеличение скорости сопровождается ростом относительной поступи

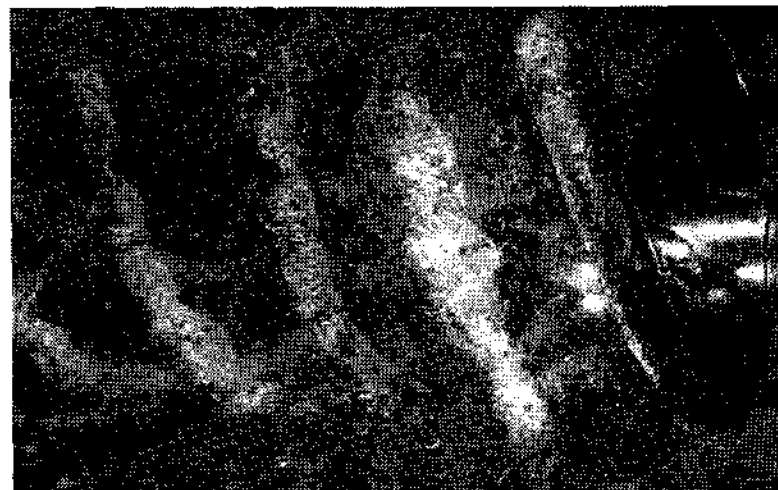


Рис. V.1. Развитая кавитация гребных винтов.

в результате уменьшения угла атаки, может возникнуть кавитация нагнетающей стороны лопасти. При проектировании гребных винтов следует избегать кавитации на этой стороне, но крайней мере, на длительных режимах эксплуатации.

Кавитация засасывающей стороны лопасти может носить пузырьчатый или пленочный характер. В тех случаях, когда кавитация начинается с концевых вихрей, а на лопасти развивается от входящей кромки, она имеет обычно пленочную структуру.

Пузырьчатая кавитация развивается в средней части лопасти и характерна для винтов, у которых в результате уменьшения нагрузки концевых сечений кавитация свободных вихрей отлагается (рис. V.2). Вопросы возникновения и перехода различных форм кавитации подробно рассмотрены в § 30 первого раздела.

При начальной стадии кавитации изменения гидродинамических характеристик винта не наблюдается, эту стадию принято называть первой. Как правило, изменение гидродинамических характеристик винта наблюдается лишь в том случае, когда кавитация охватывает практически всю засасывающую сторону лопасти; подобное развитие кавитации называют ее второй стадией.

Изменение гидродинамических характеристик (кривых действия) гребного винта обусловлено главным образом влиянием кавитации на значения коэффициентов C_y , C_x элементов, образующих лопасть. Поскольку обратное качество крыла $\varepsilon = C_x/C_y$ при кавитации выше, чем на некавитирующем профиле, влияние кавитации приводит наряду со снижением коэффициентов упора и момента к падению КПД гребного винта. Кривые действия гребного винта при различных значениях чисел кавитации приведены на рис. V.3.



Рис. V.2. Пузырчатая кавитация гребного винта.

Вблизи точек так называемого отвала, когда начинается падение коэффициентов упора и момента, возможно кратковременное увеличение этих коэффициентов, а также КПД винта. Это связано с тем, что на крыльях с несимметричным профилем возможно местное увеличение коэффициента подъемной силы C_y непосредственно перед началом его падения вследствие влияния кавитации.

Описанное изменение кривых действия — падение гидродинамических характеристик — приводит к необходимости дополнительно увеличивать частоту вращения гребного винта для достижения заданного упора. На графике рис. V.4 приведена зависимость упора гребного винта и скорости судна в зависимости от частоты вращения при наличии кавитации и без нее. При сильном развитии кавитации увеличение частоты вращения может вообще не приводить к росту упора винта и скорости. Хотя на первой стадии кавитации влияние ее на гидродинамические характеристики винта не проявляется, эта форма кавитации представляет опасность с точки зрения кавитационной эрозии и шума, а также усиления вибрации. Поэтому в процессе проектирования предпринимаются меры по отдалению кавитации за пределы рабочих режимов гребного винта. Поскольку кавитация возникает в тех случаях, когда коэффициент разрежения \bar{p} в жидкости превосходит некоторое критическое значение, указанные меры связаны со снижением этого коэффициента. Последнее может быть обеспечено при заданном значении C_y путем достижения возможно более равномерной эюры разрежений либо путем уменьшения коэффициента C_y , который создается лопастью.

При проектировании гребного винта обычно задается потребный упор. Если иметь в виду, что упор элемента лопасти определяется формулой

$$dT = Z(\rho/2) C_y b r_K^2 \cos \beta_f (1 - \varepsilon \lg \beta_f) dr, \quad (V.3)$$

заданное значение упора при фиксированном режиме работы винта определяется произведением $C_y b$. Таким образом коэффициент \bar{p} может быть уменьшен при неизменном значении упора только увеличением хорды b , что для винта в целом соответствует увеличению дискового отношения. При неизменном дисковом отношении снижение \bar{p} обеспечивается выбором надлежащего распределения шага и профилировки лопасти, включающей распределение кривизны и толщины вдоль хорды.

§ 20. МЕТОДЫ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ КАВИТАЦИИ ГРЕБНЫХ ВИНТОВ

Наиболее достоверным методом прогнозирования кавитации гребных винтов является испытание модели в кавитационной трубе или кавитационном бассейне (§ 37—39 первого раздела). В процессе модельных испытаний проводятся динамометрические измерения с целью определения гидродинамических характеристик винта при наличии кавитации и регистрации начала второй стадии кавитации. Динамометрические испытания проводятся обычно при постоянной скорости потока в кавитационной трубе и различных фиксированных значениях числа кавитации, величина которых определяется вакуумом, устанавливаемом в рабочем участке трубы. Поступь гребного винта при этих испытаниях регулируется путем изменения частоты вращения гребного вала, причем регистрируются значения упора и момента при серии значений частоты вращения. Результаты испытаний винта по подобной методике приведены на рис. V.3. Иногда эти испытания проводятся при постоянной частоте вращения и переменной скорости потока. В этом случае число кавитации рассчитывается по формуле

$$\sigma_k = \frac{2(p_0 - p_v)}{(\rho v^2)^2}. \quad (V.4)$$

Наряду с динамометрическими испытаниями проводятся визуальные наблюдения с целью построения кавитационной диаграммы, типичный образец которой приведен на рис. V.5. Левая ветвь диаграммы, соответствующая малой поступи винта, определяется либо вихревой кавитацией, либо кавитацией засасывающей стороны вблизи входящей кромки лопасти, правая часть характеризуется обычно кавита-

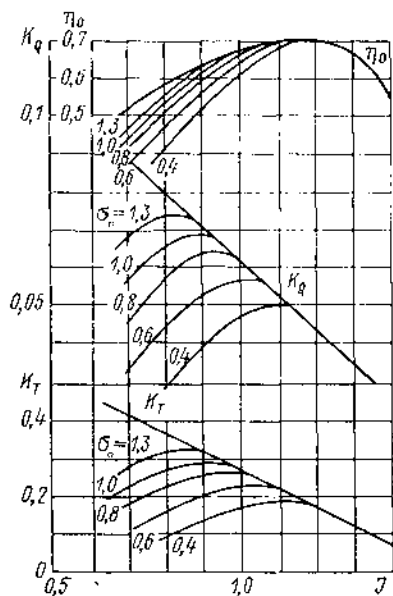
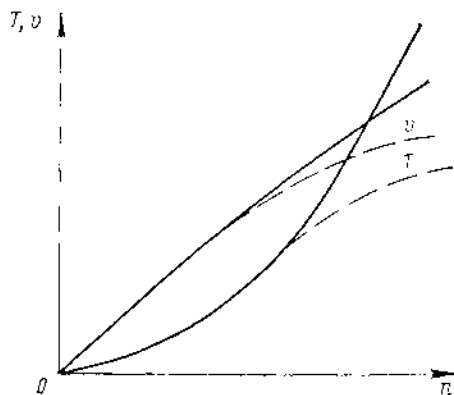


Рис. V.3. Кривые действия гребного винта при кавитации.

Рис. V.4. Зависимость упора винта и скорости судна от частоты вращения. — — — без кавитации; - - - - при кавитации.



шей нагнетающей стороны (в районе входящей кромки). Нижняя часть диаграммы соответствует так называемому безударному входу, когда кавитация развивается в средней части засасывающей стороны лопасти. На оси ординат диаграммы обычно откладывается корень из критического числа кавитации σ_c , рассчитанного по окружной скорости концов лопастей,

$$\sigma_c = \frac{2(p_0 - p_v)}{\rho \omega^2 r^2 D^2} \quad (V.5)$$

Как видно из диаграммы, критическое число кавитации сильно зависит от режима работы винта, достигая минимального значения в диапазоне поступей, соответствующих режиму безударного входа лопасти.

При построении кавитационных диаграмм обычно задают режим работы гребного винта по поступи и изменяют число кавитации путем регулирования давления в кавитационной трубе. При этом, как правило, картину кавитации регистрируют не по моменту возникновения, а по исчезновению кавитации того или иного вида, поскольку это обеспечивает большую достоверность измерений.

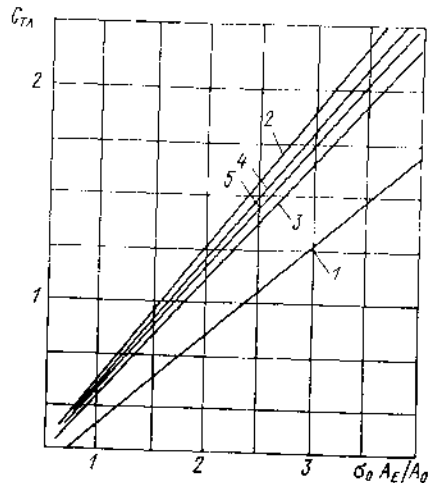
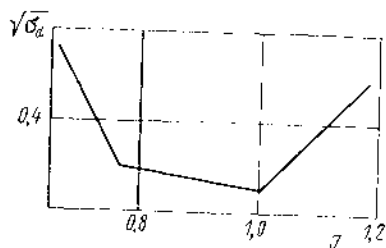


Рис. V.5. Кавитационная диаграмма винта.

Рис. V.6. Диаграмма для определения момента начала влияния кавитации на упор и момент гребных винтов (по «отвалу» кривых действия).

1 — серия В; 2 — серии Т1-58, Т4-75; 3 — серии Z1-85, Z4-100; 4 — серии М4-65, М1-85, М1-75; 5 — серии Т6-68, Т7-70, Т8-72.

Динамометрические испытания в сочетании с визуальными наблюдениями позволяют получить следующие данные, необходимые для проектирования и расчета гребного винта:

1. Момент возникновения кавитации и характер ее развития по мере повышения скорости судна.
2. Момент начала изменения гидродинамических характеристик винта, обусловленного влиянием кавитации (наступление второй стадии).
3. Гидродинамические характеристики винта при различной степени развития кавитации.

Однако испытания в кавитационной трубе могут быть проведены лишь на сравнительно поздней стадии проектирования, поэтому указанные выше данные должны быть получены либо расчетным путем, либо на основе результатов систематических модельных испытаний.

Информация о возникновении и развитии кавитации необходима для выбора величины дискового отношения. Как правило, выбрать значение дискового отношения, исключающего возникновение начальных стадий кавитации, либо не представляется возможным, либо подобный выбор связан со значительным снижением

эффективности гребного винта. В этих условиях большое значение приобретают данные о начале второй стадии кавитации гребного винта.

В настоящее время известно большое число эмпирических формул и графиков, которые позволяют определять дисковое отношение, обеспечивающее отсутствие второй стадии кавитации на начальных стадиях проектирования.

В отечественной практике широко применяется формула

$$\frac{A_E}{A_0} = \frac{(1.5 + 0.35Z) T}{(p_a + (\rho g h_0 - p_v) D^2) Z_P} + \frac{0.2}{Z_P} \quad (V.6)$$

где h_0 — заглубление оси гребного винта; Z_P — число валов на судне. Указанная формула дает значение дискового отношения с некоторым запасом. Для этой же цели может быть использован график рис. V.6, на котором в зависимости от произведения $\sigma_0 A_E / A_0$ показана величина нагрузки по упору, соответствующей началу вто-

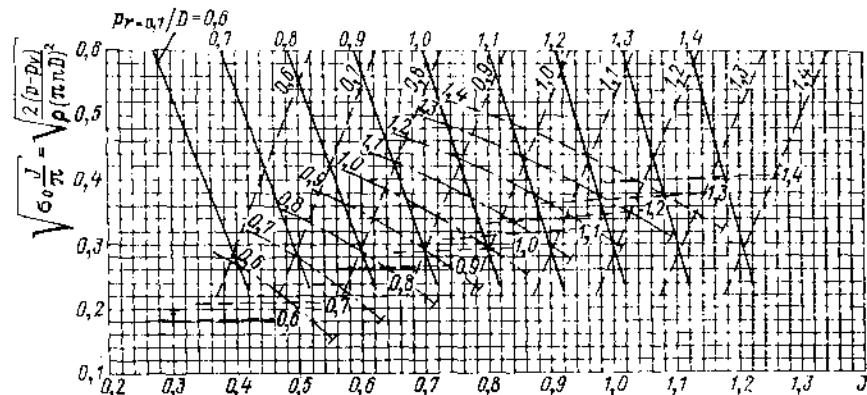


Рис. V.7. Диаграмма для определения момента начала кавитации на лопастях моделей гребных винтов серии В4-85 (диаметр моделей $D = 0,24$ м; $v_A = 5,5$ м/с).

— кавитация концевого вихря с засасывающей стороны; - - - кромочная кавитация с нагнетающей стороны и пузырьчатая кавитация на засасывающей стороне; ··· — начало влияния кавитации на кривые действия винта. Те же обозначения приняты на рис. V.8, V.9, V.10.

рой стадии кавитации. При пользовании этим графиком рекомендуется принимать расчетное значение нагрузки с запасом 15—20 %.

Определенное таким образом дисковое отношение следует рассматривать как величину первого приближения, подлежащую уточнению на последующих стадиях проектирования. Использование формулы (V.6) и диаграммы рис. V.6 не гарантирует отсутствия тех или иных форм кавитации на лопастях гребного винта, особенно при работе его в неравномерном потоке. Так, на судне с одновальным расположением движительного комплекса при попадании лопасти в верхнюю половину ометаемого диска, где величина попутного потока больше, может наблюдаться вихревая кавитация и кромочная кавитация засасывающей стороны. При горизонтальном положении лопастей кавитация может возникнуть на нагнетающей стороне лопасти. Эти периодические явления кавитации, не приводя к существенному изменению суммарных характеристик гребного винта, могут быть источником повышенного шума, вибрации и эрозии лопастей. Для предупреждения этих неблагоприятных последствий кавитации необходимо при проектировании винта обращать особое внимание на профилирование лопастей и определение их ширины и шагового отношения. Повторный расчет гребного винта на кавитацию и определение допустимых размеров кавитационных каверн могут быть произведены в соответствии с § 37.

Число кавитации, соответствующее моменту начала различных видов кавитации в потоке и на лопастях гребного винта, работающего в однородном потоке, мо-

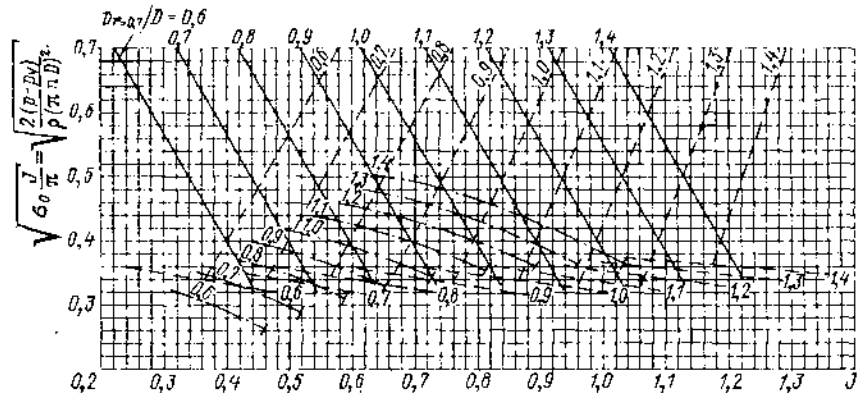


Рис. V.8. Диаграмма для определения момента начала кавитации на лопастях моделей гребных винтов серии M4-65 (диаметр моделей $D = 0,2$ м, $n = 30$ 1/с).

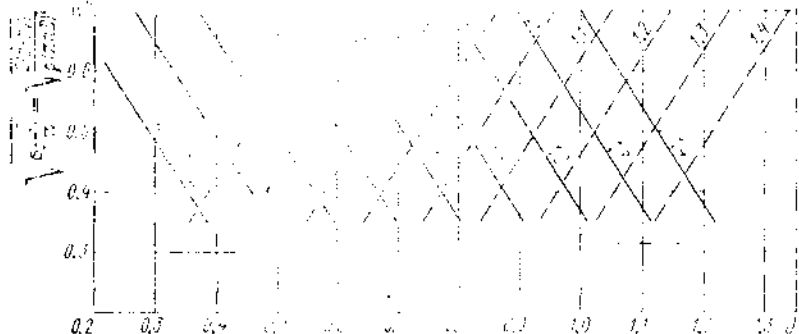


Рис. V.9. Диаграмма для определения момента начала кавитации на лопастях моделей гребных винтов серии M4-85 (диаметр моделей $D = 0,2$ м, $n = 30$ 1/с).

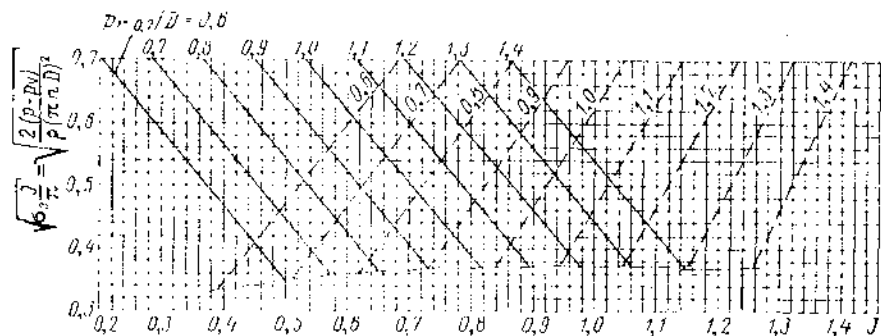


Рис. V.10. Диаграмма для определения момента начала кавитации на лопастях моделей гребных винтов серии M4-75 (диаметр моделей $D = 0,2$ м, $n = 30$ 1/с).

жет быть определено с помощью диаграмм рис. V.7—V.10, полученных по данным испытаний моделей серий M4-85, M4-65, M4-85, M4-75 в кавитационной трубе. Геометрические и гидродинамические характеристики гребных винтов этих серий приведены в § 11. На рис. V.7—V.10 отрезки, ограничивающие снизу кривые начала влияния кавитации на упор и момент гребного винта, отсекают область, в которой при данном давлении K_T и K_Q не могут достигнуть своих значений, полученных при атмосферном давлении во всем диапазоне изменения относительной поступи.

§ 21. РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА МОМЕНТА ВОЗНИКНОВЕНИЯ КАВИТАЦИИ И ЗОН ЛОПАСТЕЙ, ОХВАЧЕННЫХ КАВИТАЦИЕЙ

В строгой постановке задача определения размера и места расположения кавитации, возникающих на лопастях гребного винта в неоднородном поле скоростей, должна основываться на решении трехмерной нестационарной задачи кавитационного обтекания лопасти. Известны лишь две работы Фриденлунда-Персона и Ли, авторы которых использовали подобный подход в линейной постановке без учета вязких эффектов. Однако реализация этих методов требует использования универсальных по мощности ЭВМ и больших затрат машинного времени, что ограничивает возможность их применения. В связи с этим обстоятельством практические методы основываются на сочетании результатов расчета по линейной теории несущей поверхности с решениями тех или иных плоских нелинейных задач.

Проверочный расчет гребного винта по теории тонкой несущей поверхности (см. § 7) позволяет найти интенсивность вихревого слоя, моделирующего обтекание лопасти. Скорости, вызванные вихревым слоем, определяют давления, которые могут быть вычислены с помощью линейризованного интеграла Бернулли

$$p^* = \frac{p_0 - p_0}{\rho (v_{Tz}^2/2)} - \frac{2}{v_T} (\omega_{vz} \pm v_{Tz}), \quad (V.7)$$

где p_0 — статическое давление на глубине погружения рассматриваемого сечения (зависит от угла поворота лопасти); ω_{vz} — проекция на ось ξ_T прямого значения скорости, вызванного вихревой системой; $v_{Tz} = |1 - \alpha x T|^{1/2}$.

Приведенная формула вблизи кромок дает большую ошибку. Поэтому определенный по ней коэффициент давления следует уточнить с помощью сращивания с плоским локальным решением задачи обтекания кромки. При расчете профиля с параболическим носком можно воспользоваться, например, поправкой Лайт-Хилла:

$$\bar{p}^* = \frac{\bar{\xi} \cos(\bar{n}_{LE} \cdot \bar{i}_z)}{\bar{\xi} + \rho_T/2} \rho, \quad (V.8)$$

где \bar{p}^* — уточненное значение коэффициента давления; \bar{n}_{LE} — нормаль к входящей кромке.

Используя данные по распределению давления на лопастях винта, можно выполнить прогноз его кавитационных характеристик. Однако в настоящее время большее распространение получил метод, основанный на концепции так называемого эквивалентного профиля.

В этом методе исходная пространственная задача кавитационного обтекания лопасти сводится к серии плоских задач обтекания эквивалентных профилей, которые строятся для каждого цилиндрического сечения гребного винта. Вводится следующее определение эквивалентности: профиль крыла бесконечного размаха считается эквивалентным данному цилиндрическому сечению лопасти, если они имеют одинаковые длины хорд и распределения нагрузок. При этом вводятся следующие допущения:

- толщина профиля сечения лопасти гребного винта мала;
- гребной винт работает на режимах, соответствующих малой или умеренной нагрузке;

вызванные вихревой системой скорости не приводят к значительному отклонению линий тока от совпавших с гребнем винта цилиндрических поверхностей; давления и каверны, разбивающиеся на эквивалентных профилях, идентичны давлениям и кавернам на соответствующих сечениях лопасти.

В силу принятых допущений задача построения плоского профиля на основе данного определения эквивалентности сводится к линейной задаче определения дужки с заданным распределением нагрузки, известным из поверочного расчета гребного винта по линейной нестационарной теории несущей поверхности (см. § 18).

Предполагается, что интенсивность присоединенной циркуляции известна в виде ряда Фурье

$$\gamma_{np}(\bar{r}, \bar{\xi}, 0) = \operatorname{Recl} \sum_{k=0}^K \gamma_{npk} e^{-ik\theta} - \sum_{k=0}^K \gamma_{npk}^c(r, \bar{\xi}) \cos k\theta + \gamma_{npk}^s(\bar{r}, \bar{\xi}) \sin k\theta. \quad (V.14)$$

В свою очередь амплитуда каждой гармоники присоединенной циркуляции представляется в виде двойного тригонометрического ряда

$$\gamma_{npk}^{c,s} = \sum_{n=1}^m \sin n\chi \left[\frac{1 - \cos \mu}{\sin \mu} k C_{0n}^{c,s} + \sum_{p=1}^l k C_{pn}^{c,s} \frac{1 - \frac{p-1}{l} \sin p\mu}{l} \right], \quad (V.10)$$

$$\text{где } \chi = \arccos \left[\frac{1 + r_H - 2\bar{r}}{1 - r_H} \right]; \quad \mu = \arccos(\bar{\xi}).$$

Рассмотрим нестационарную плоскую задачу обтекания тонкой дужки синусоидальным порывом. Известно распределение интенсивности присоединенной циркуляции тонкого профиля как функции времени и координаты вдоль хорды на основе принятого определения эквивалентности. Требуется найти распределение нормальных вызванных скоростей также как функцию времени и координаты вдоль хорды, а затем и форму дужки.

Для рассматриваемой плоской задачи интенсивность присоединенной циркуляции также характеризуется рядом Фурье

$$\gamma_{np} = \gamma_{np} \operatorname{Recl} \sum_{k=0}^K \gamma_{npk} e^{-ik\theta} - \sum_{k=0}^K \gamma_{npk}^c \cos k\theta + \gamma_{npk}^s \sin k\theta. \quad (V.11)$$

Амплитуда каждой гармоники записывается аналогично (V.10)

$$\gamma_{npk} = 2a_0^k \frac{1 - \cos \mu}{\sin \mu} + 4 \sum_{p=1}^l \frac{a_p}{p} \sin p\mu. \quad (V.12)$$

Коэффициенты рядов (V.11) и (V.12) связаны между собой следующими выражениями:

$$\left. \begin{aligned} a_0^k &= 0,5 \sum_{n=1}^m k C_{0n} \sin n\chi; \\ a_p^k &= \frac{p(l-p+1)}{4l} \sum_{n=1}^m k C_{pn} \sin n\chi. \end{aligned} \right\} \quad (V.13)$$

Распределение нормальных вызванных скоростей в рассматриваемой задаче также описывается рядом Фурье

$$v_{np}^i = \operatorname{Recl} \sum_{k=0}^K v_{npk}^c e^{-ik\theta} - \sum_{k=0}^K v_{npk}^c \cos k\theta + v_{npk}^s \sin k\theta. \quad (V.14)$$

Амплитуда каждой гармоники нормальной вызванной скорости представляется в виде ряда

$$v_{npk} = A_0^k + 2 \sum_{p=1}^l A_p \sin p\mu. \quad (V.15)$$

Показано, что коэффициенты рядов (V.15) для нормальной скорости и (V.12) для интенсивности присоединенной циркуляции связаны между собой следующими рекуррентными соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} p=0, \quad a_0^k &= A_0^k \frac{T(\operatorname{Sh}) + 1}{2} + A_1^k \frac{T(\operatorname{Sh}) - 1}{2}; \\ p \neq 0, \quad a_p^k &= \rho A_p^k - i0,5 \operatorname{Sh} (A_{p+1}^k - A_{p-1}^k), \end{aligned} \right\} \quad (V.16)$$

где $T(\operatorname{Sh}) = 2C(\operatorname{Sh}) - 1$ (см. § 29 первого раздела).

Коэффициенты a_p^k , A_p^k и функция $T(\operatorname{Sh})$ являются комплексными величинами, и для практического использования соотношений (V.16) необходимо выделить действительную и мнимую части. Введем обозначения:

$$\left. \begin{aligned} T(\operatorname{Sh}) &= T'(\operatorname{Sh}) + iT''(\operatorname{Sh}); \quad 0,5 [T(\operatorname{Sh}) + 1] = T_1(\operatorname{Sh}) + iT_2(\operatorname{Sh}); \\ &0,5 [T(\operatorname{Sh}) - 1] = T_3(\operatorname{Sh}) + iT_4(\operatorname{Sh}), \end{aligned} \right\}$$

где T' , T'' , T_1 , T_2 , T_3 , T_4 — действительные величины.

С учетом принятых обозначений рекуррентные соотношения (V.16) запишутся в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \text{при } p=0 & \left\{ \begin{aligned} {}^c a_0^k &= {}^c A_0^k T_1 + {}^s A_0^k T_2 + {}^c A_1^k T_3 + {}^s A_1^k T_4; \\ {}^s a_0^k &= {}^c A_0^k T_3 + {}^s A_0^k T_4 + {}^c A_1^k T_1 + {}^s A_1^k T_2; \end{aligned} \right. \\ \text{при } p \neq 0 & \left\{ \begin{aligned} {}^c a_p^k &= \rho^c A_p^k + 0,5 \operatorname{Sh} [{}^s A_{p+1}^k - {}^s A_{p-1}^k]; \\ {}^s a_p^k &= \rho^s A_p^k + 0,5 \operatorname{Sh} [{}^c A_{p+1}^k + {}^c A_{p-1}^k]. \end{aligned} \right. \end{aligned} \right\} \quad (V.17)$$

Выражения (V.17) позволяют легко рассчитать коэффициенты ряда для интенсивности присоединенной циркуляции, когда известны коэффициенты разложения для нормальной вызванной скорости. В рассматриваемом случае необходимо решить обратную задачу, для чего следует обратиться к системе (V.17) относительно коэффициентов ${}^c A_p^k$, ${}^s A_p^k$. Наиболее просто выполнить это обращение методом протекки.

Рассмотрим рекуррентные соотношения (V.17) при $p = l$. Коэффициенты A_p с номерами, большими l , равны нулю, тогда $A_{l+1} = 0$. С учетом этого обстоятельства получим следующие зависимости:

$${}^c A_l^k = \frac{{}^c a_l^k}{l} + \frac{\operatorname{Sh}}{2l} {}^s A_{l-1}^k; \quad {}^s A_l^k = \frac{{}^s a_l^k}{l} - \frac{\operatorname{Sh}}{2l} {}^c A_{l-1}^k. \quad (V.18)$$

Далее, подставляя выражения (V.18) в (V.17) при $p = l - 1$, можно получить формулы, позволяющие определить ${}^c A_{l-2}^k$ и ${}^s A_{l-2}^k$ через ${}^c A_{l-1}^k$ и ${}^s A_{l-1}^k$. Этот процесс следует продолжать до $p = 1$. Уравнения прямой протекки при произвольном $k \neq 0$ могут быть записаны в виде

$${}^c A_p^k = X_p^c + Y_p^c {}^s A_{p-1}^k; \quad {}^s A_p^k = X_p^s + Y_p^s {}^c A_{p-1}^k. \quad (V.19)$$

Из формул (V.18) следует

$$\left. \begin{aligned} X_l^c &= a_l^k / t; \quad Y_l^c = \text{Sh}(2lt); \\ X_l^s &= a_l^k / t; \quad Y_l^s = -\text{Sh}(2lt). \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.20})$$

Если подставить выражения (V.19) при $p = m$ в соотношения (V.17) для $p = m - 1$ и сравнить их с выражениями (V.19) для $p = m - 1$, можно получить рекуррентные зависимости для коэффициентов прогонки $X_m^c, X_m^s, Y_m^c, Y_m^s$ ($m = 2, 3, \dots, l$).

$$\left. \begin{aligned} X_{m-1}^c &= \frac{c a_{m-1}^k - 0,5 \text{Sh} X_m^s}{m-1 + 0,5 \text{Sh} Y_m^s}; & Y_{m-1}^c &= \frac{0,5 \text{Sh}}{m-1 + 0,5 \text{Sh} Y_m^s}; \\ X_{m-1}^s &= \frac{s a_{m-1}^k + 0,5 \text{Sh} X_m^c}{m-1 - 0,5 \text{Sh} Y_m^c}; & Y_{m-1}^s &= \frac{-0,5 \text{Sh}}{m-1 - 0,5 \text{Sh} Y_m^c}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.21})$$

Эти выражения в сочетании с (V.20) позволяют вычислить коэффициенты прогонки до $m = 2$. Далее в результате подстановки (V.13) для $p = 1$ в (V.17) при том же значении p и решении линейной системы двух уравнений, определяются неизвестные значения коэффициентов $s A_0^k$ и $c A_0^k$:

$$c A_0^k = \Lambda_c^k / \Lambda; \quad s A_0^k = \Lambda_s^k / \Lambda, \quad \text{где}$$

$$\left. \begin{aligned} \Lambda &= (T_1 - Y_1^c T_3) (T_1 + Y_1^s T_3) - (T_2 + Y_2^c T_3) (T_2 + Y_2^s T_3); \\ \Lambda_c &= (c a_0^k - X_1^c T_3 + X_1^s T_3) (T_1 + Y_1^s T_3) - \\ &\quad (Y_1^c T_3 - T_2) (c a_0^k - X_1^c T_3 - X_1^s T_3); \\ \Lambda_s &= (T_1 - Y_1^c T_3) (s a_0^k - X_1^c T_3 - X_1^s T_3) - \\ &\quad (T_2 + Y_2^c T_3) (c a_0^k - X_1^c T_3 + X_1^s T_3). \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.22})$$

После того как коэффициенты $c A_0^k$ и $s A_0^k$ найдены, с помощью обратной прогонки с использованием формул (V.19) можно определить остальные неизвестные коэффициенты $c A_p^k$ и $s A_p^k$.

Для вычисления значений нормальных вызванных скоростей при заданном угловом положении лопасти необходимо в рядах (V.14) и (V.15) поменять порядок суммирования, т. е. сначала выполнить суммирование по гармоникам. Тогда для заданного угла поворота лопасти получим

$$v_y(\mu) = A_0^0 + 2 \sum_{p=1}^l A_p^0 \sin p\mu, \quad (\text{V.23})$$

$$\text{где } A_0^0 = \sum_{k=0}^K c A_0^k \cos k\theta + s A_0^k \sin k\theta;$$

$$A_p^0 = \sum_{k=0}^K c A_p^k \cos k\theta + s A_p^k \sin k\theta.$$

Таким образом, получены все необходимые формулы, позволяющие точно сформулировать последовательность определения формы эквивалентного плоского профиля для заданного цилиндрического сечения гребного винта при его работе в неоднородном потоке:

1. Для каждой из рассматриваемых гармоник с номером ak с помощью соотношений (V.13) рассчитываются коэффициенты разложения в ряд гармонических со-

ставляющих интенсивности присоединенной циркуляции. (Считается, что результаты повторного расчета гребного винта по нестационарной теории несущей поверхности уже известны.)

2. С использованием формул (V.18) (V.22) для каждой гармоники определяются коэффициенты A_p^k разложения в ряд гармонических составляющих нормальных скоростей, при этом число Струхала определяется по формуле $\text{Sh} = \frac{b}{2r} k \cos \beta$, где β — угол индуктивной поступи.

3. Для каждого углового положения лопасти с помощью зависимостей (V.23) находится мгновенное распределение нормальных скоростей.

4. Интегрированием найденных в предыдущем шаге нормальных скоростей определяется средняя линия эквивалентного плоского профиля и угол атаки

$$u(\xi) = \int_0^{\alpha} v_y(\xi') d\xi'; \quad \alpha = \arctg [0,5y_c(1)]. \quad (\text{V.24})$$

5. Для получения формы эквивалентного плоского профиля в силу принятых допущений выполняется параллельное по нормали к хорде действительной толщины цилиндрического сечения гребного винта на найденную среднюю линию.

Описанный выше алгоритм позволяет определять с учетом нестационарности связи между нагрузкой и вызванными нормальными скоростями форму эквивалентных плоских профилей при работе гребного винта в неоднородном потоке.

Таким образом, путем введения эквивалентных профилей задача прогнозирования кавитационных характеристик гребных винтов сведена к задаче кавитационного обтекания плоских профилей. Ниже излагается способ нелинейного расчета частичных каверн на плоских профилях произвольной формы, основанный на использовании численного метода конформного отображения внешности произвольного профиля на внешность единичного круга, описанного в § 25 первого раздела. В основе расчета лежит предложенная А. Н. Ивановым (см. § 31 первого раздела) идея решения задач с неизвестными свободными границами путем последовательных приближений. На каждом шаге сначала решается прямая задача в точной постановке об отыскании распределения скоростей по профилю заданной формы. На первом шаге рассчитывается обтекание исходного профиля, а на всех последующих шагах — профиля с каверной, найденной на предыдущем шаге. Задача обтекания профиля решается методом конформных преобразований, описанном в первом разделе. Затем на этом же шаге решается обратная линеаризованная задача, с тем чтобы определить форму каверны и число кавитации, соответствующие текущему приближению. Последовательные приближения продолжают до тех пор, пока скорость на границе каверны не окажется постоянной в пределах заданной точности. Погрешности, вносимые в расчет линеаризацией обратной задачи, на каждом последующем шаге исключаются благодаря тому, что прямая задача обтекания профиля решается точно. Для замыкания каверны используется обобщенная схема Рябушинского. Расчет выполняется для заданной длины каверны. Если задано число кавитации, выполняется серия расчетов для ряда длин каверн и интерполяцией определяется длина каверны, соответствующая заданному числу кавитации.

При решении линеаризованной обратной задачи, как и обычно в задачах со свободными границами, при математической формулировке рассматриваемой задачи следует выставить два основных граничных условия — кинематическое и динамическое. Условие непротекания (кинематическое условие) должно выполняться на границе каверны, замыкающем теле и части профиля, не охваченной им. Динамическое условие постоянства давления должно выполняться на границе каверны. Это условие получается из интеграла Бернулди для линии тока, часть которой составляет границу каверны. В безразмерной форме динамическое условие дает связь между скоростью набегающего потока v_c на границе каверны и числом кавитации σ_0 :

$$\frac{v_c^2}{c} = 1 + \sigma_0, \quad \sigma_0 = \frac{p_{\infty} - p_c}{0,5 \rho v_c^2}; \quad v_c = c a_0^0 \omega. \quad (\text{V.25})$$

Используя конформное преобразование $z = f(\zeta)$ внешности единичного круга на внешность профиля и умножая условие (V.25) на квадрат модуля преобразующей функции, получаем условие на границе каверны во вспомогательной плоскости ζ :

$$\bar{v}_c^2(\zeta) = (1 + \sigma_0) \left| \frac{dz}{d\zeta} \right|^2. \quad (\text{V.26})$$

Граничное условие непротекания при переходе в плоскость единичного круга остается неизменным. Для того чтобы в плоскости ζ не изменились параметры падающего потока на бесконечности примем

$$\lim_{|\zeta| \rightarrow \infty} \left| \frac{dz}{d\zeta} \right| = 1.$$

Для получения однозначного решения задачи необходимо помимо основных граничных условий выполнить постулат Чаплыгина—Жуковского на задней кромке.

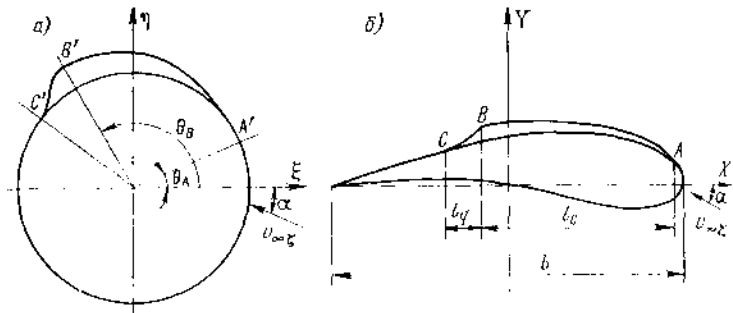


Рис. V.11. Плоскости конформного отображения: а — плоскость ζ ; б — плоскость Z .

В линейной обратной задаче каверна считается тонкой, что позволяет заменить ее воздействие на поток распределенными по дуге $A'B'$ единичного круга в плоскости ζ источниками. Интенсивность $q(\theta)$ этих источников следует искать из уравнения (V.26), считая, что отображающая функция $z = f(\zeta)$ известна из предыдущего приближения (рис. V.11).

Характеристическая функция рассматриваемого течения может быть представлена в виде суперпозиции обтекания единичного круга с циркуляцией и источников, распределенных по дуге $A'B'$ единичного круга.

$$W(\zeta) = v_\infty \left(\zeta e^{-i\alpha} + \frac{1}{\zeta e^{-i\alpha}} \right) + \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln \zeta + \frac{1}{2\pi} \int_{\theta_A}^{\theta_B} q(\varphi) \ln(\zeta - e^{i\varphi}) d\varphi. \quad (\text{V.27})$$

Комплексная скорость $\frac{dW}{d\zeta}$ определяется путем дифференцирования комплексного потенциала (V.27)

$$\frac{dW}{d\zeta} = v_\infty \left(e^{-i\alpha} + \frac{1}{\zeta^2 e^{-i\alpha}} \right) + \frac{\Gamma}{2\pi i \zeta} + \frac{1}{2\pi} \int_{\theta_A}^{\theta_B} q(\varphi) \frac{d\varphi}{\zeta - e^{i\varphi}}. \quad (\text{V.28})$$

Из постулата Чаплыгина—Жуковского получается выражение для циркуляции скорости Γ :

$$\Gamma = 0.5 \int_{\theta_A}^{\theta_B} q(\varphi) \operatorname{ctg} \frac{\varphi - \theta_0}{2} d\varphi = 4\pi v_\infty \sin(\alpha - \theta_0), \quad (\text{V.29})$$

где θ_0 — угловое положение точки на единичном круге, соответствующее задней кромке профиля.

Для обеспечения выполнения условия непротекания в плоскости единичного круга в центре последнего располагается источник интенсивностью

$$0 = 0.5 \int_{\theta_A}^{\theta_B} q(\varphi) d\varphi.$$

Если подставить в выражение (V.28) $\zeta = e^{i\theta}$, можно получить формулы для нормальной и касательной составляющих скорости в точках, лежащих на границе единичного круга:

$$\left. \begin{aligned} v_n(\theta) &= 0.5q(\theta); \\ v_\tau(\theta) &= -\frac{1}{4\pi} \int_{\theta_A}^{\theta_B} q(\varphi) \left[\operatorname{ctg} \frac{\varphi - \theta}{2} - \operatorname{ctg} \frac{\varphi - \theta_0}{2} \right] d\varphi + u_0(\theta); \\ u_0(\theta) &= 2v_\infty [\sin(\theta_0 - \alpha) - \sin(\theta - \alpha)]. \end{aligned} \right\} \quad (\text{V.30})$$

Подставив выражение для касательной скорости v_τ (V.30) в граничное условие (V.26), получим основное интегральное уравнение линеаризованной обратной задачи относительно неизвестной интенсивности источников $q(\theta)$:

$$\frac{1}{4\pi} \int_{\theta_A}^{\theta_B} q(\varphi) \left[\operatorname{ctg} \frac{\varphi - \theta}{2} - \operatorname{ctg} \frac{\varphi - \theta_0}{2} \right] d\varphi = f_1(\theta), \quad (\text{V.31})$$

$$\text{где } f_1(\theta) = u_0(\theta) - v_\tau \left| \frac{dz}{d\zeta} \right|.$$

Уравнение (V.31) представляет собой сингулярное интегральное уравнение с ядром типа Гильберта; такое уравнение заменой переменных может быть сведено к уравнению с ядром Коши. Эта замена соответствует конформному преобразованию внешности единичного круга на верхнюю полуплоскость. Новые переменные определяются следующими соотношениями:

$$s = (d_0 - \operatorname{ctg} \varphi/2)/d_1; \quad t = (d_0 - \operatorname{ctg} \theta/2)/d_1, \quad (\text{V.32})$$

где $d_0 = 0.5(\operatorname{ctg} \theta_A/2 + \operatorname{ctg} \theta_B/2)$; $d_1 = 0.5(\operatorname{ctg} \theta_A/2 - \operatorname{ctg} \theta_B/2)$.

В переменных s, t уравнение (V.31) приобретает характерную форму интеграла типа Коши

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 \frac{\bar{q}(s) ds}{s - t} = f(t), \quad (\text{V.33})$$

где $q(s) = q(\varphi)/(s - t_0)$; $f(t) = f_1(t)/(t - t_0)$; $t_0 = t(\theta_0) = (d_0 - \operatorname{ctg} \theta_0)/d_1$.

Решение уравнения (V.33) ищется в классе функций, ограниченных на концах каверны. Сама каверна получается при этом незамкнутой, отходящей от профиля по касательной к нему. Указанное решение существует, если выполняется следующее условие обратимости:

$$\int_{-1}^1 \frac{f(t) dt}{\sqrt{1-t^2}} = 0. \quad (\text{V.34})$$

Из условия (V.34) вытекает формула для определения числа кавитации

$$v_c = \sqrt{1 - \sigma_v} \int_{-1}^1 \frac{u_0(t) dt}{(t - t_0) \sqrt{1 - t^2}} \left/ \int_{-1}^1 \frac{\left| \frac{dz}{ds} \right| dt}{(t - t_0) \sqrt{1 - t^2}} \right. \quad (V.35)$$

Последняя формула позволяет определить в замкнутом виде число кавитации, не решая уравнения задачи и не находя формы каверны. Само решение уравнения (V.33) также определяется в замкнутом виде

$$\bar{q}(s) = \sqrt{1 - s^2} \hat{q}(s) - \frac{2}{\pi} \sqrt{1 - s^2} \int_{-1}^1 \frac{f(t) dt}{\sqrt{1 - t^2} (t - s)} \quad (V.36)$$

Решение обратной задачи в замкнутом виде удалось только благодаря использованию конформного отображения, что и обуславливает преимущество предлагаемой схемы расчета.

По найденной интенсивности источников с помощью формул (V.30) вычисляются вызванные скорости $v_n(0)$ и $v_t(0)$. Ординаты каверны в физической плоскости определяются с помощью следующей формулы, полученной путем интегрирования уравнения линии тока:

$$y_{CAV}(x) = y_A \int_{x_A}^x \frac{v_n \sin v + v_t \cos v}{v_n \cos v - v_t \sin v} dx = y_A \int_{0,1}^0 \frac{v_n \lg v + v_t}{v_n \lg v - v_t} \frac{dx}{d\theta} d\theta \quad (V.37)$$

Из формулы (V.37) следует условие замкнутости каверны

$$\int_{0,1}^{0,2} \frac{v_n \lg v + v_t}{v_n \lg v - v_t} \frac{dx}{d\theta} d\theta = y_B = y_A + v \widehat{(n, x)} \quad (V.38)$$

Очевидно, что в общем случае условие (V.38) не выполняется, т. е. каверна получается незамкнутой. Замыкание каверны осуществляется на каждом приближении кубической параболой в физической плоскости. Коэффициенты этой параболы следует выбирать из условий ее сопряжения с каверной и профилем по значениям ординат и их первых производных.

Таким образом, необходимо построить кубическую параболу $y = G(x)$, описываемую уравнением $G(x) = ax^3 + bx^2 + cx + d$ и удовлетворяющую следующим условиям:

$$\left. \begin{aligned} x = x_B, G(x) = y(x_B); \quad \frac{dG}{dx} &= \frac{dy}{dx}(x_B); \\ x = x_C, G(x) = y(x_C); \quad \frac{dG}{dx} &= \frac{dy}{dx}(x_C). \end{aligned} \right\} \quad (V.39)$$

Коэффициенты искомой кубической параболы определяются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} a &= \frac{\left| \frac{dy}{dx}(x_B) - \frac{dy}{dx}(x_C) \right|}{(x_B - x_C)^3} = \frac{2 |y(x_B) - y(x_C)|}{(x_B - x_C)^3}; \\ b &= \frac{\left| \frac{dy}{dx}(x_B) - \frac{dy}{dx}(x_C) \right|}{2(x_B - x_C)} = \frac{3}{2} (x_B + x_C) a; \\ c &= \frac{dy}{dx}(x_B) - 3ax_B^2 - 2bx_B; \\ d &= y(x_B) - ax_B^3 - bx_B^2 - cx_B \end{aligned}$$

Далее для найденного профиля с каверной вновь решается прямая задача определения значений скорости на профиле, и таким образом строится процесс последовательных приближений. В ряде случаев, если не требуется определять форму каверны, для решения рассматриваемой задачи при длинах каверны, меньших 20 % хорды, достаточно использовать соотношение (V.35). Это обстоятельство позволяет существенно уменьшить объем вычислений.

При численной реализации разработанного метода сингулярные интегралы с ядром типа Коши вычисляются с помощью квадратурных формул А. А. Корнейчука [40, 59].

Для однозначного решения задачи об определении параметров частичной каверны, возникающей на плоском профиле, необходимо задаться точкой схода каверны. Для идеальной жидкости непротиворечивый результат может быть получен, если точку схода каверны отыскивать из условия Бриллюэна плавного схода каверны (кривизна профиля и каверны в точке схода должна совпадать). Математически это условие записывается следующим образом:

$$\left. \frac{dq}{d\theta} \right|_{\theta=0,1} = 0 \quad (V.40)$$

Если воспользоваться формулой (V.36), то это условие можно записать в виде $\bar{q}(0) \big|_{\theta=0,1} = 0$.

Для удовлетворения этого условия необходимо строить процесс последовательных приближений, т. е. задаваться различными положениями точки схода каверны и проверять выполнимость условия (V.40). Условие Бриллюэна эквивалентно другому условию, выполнить которое практически во многих случаях легче: точка схода должна выбираться таким образом, чтобы число кавитации, соответствующее заданной длине каверны, было наибольшим по отношению к числам кавитации, получаемым при той же длине каверны, но при других точках ее начала.

Вместе с тем, как показывают наблюдения, начальная точка реальной каверны далеко не всегда совпадает с точкой, определенной из условия Бриллюэна и в ряде случаев лежит ниже по потоку. Это обстоятельство естественно объяснять вязкими эффектами, не учитываемыми в схеме идеальной кавитации. Распределение давления с учетом вязкости рассчитывается исходя из допущения о совпадении эпюр давления при равных значениях C_p . Для определения точки схода каверны используется обобщенная гипотеза Хуанга-Петерсона [90]. Согласно этой гипотезе главной причиной смещения начальной точки каверны по отношению к точке Бриллюэна являются нулевые давления, амплитуды которых особенно велики при явлениях отрыва и перехода в пограничном слое. Положение максимума суммарных разрежений (среднее по пульсации) может не совпадать с положением максимума средних разрежений. Положение точки схода каверны оказывается связанным с положением характерных точек пограничного слоя. В связи с этим считается, что возникновение кавитации определяется результирующей средних разрежений на профиле и пульсаций давления в районах отрыва ламинарного пограничного слоя и его перехода в турбулентный.

В работе [90] приводятся результаты экспериментальных исследований по определению пульсаций давления, возникающих в пограничном слое. Показано, что при отрыве ламинарного отрыва в районе перехода уровень пульсаций, встречающихся не менее раза в одну секунду, составляет 0,1 (уровень пульсаций приведен к виду коэффициента разрежения), а в районе ламинарного отрыва в конце образующей застойной зоны — 0,33. Эти результаты и легли в основу излагаемой ниже расчетной схемы определения точки схода каверны. В ней для расчета пограничного слоя и его ламинарного отрыва использован метод Кочина и Лойцянского (§ 14 первого раздела), для определения точки перехода ламинарного слоя в турбулентный — приближенный способ Ван-Дриста (§ 15 первого раздела), а для определения длины застойной зоны при отрыве ламинарного слоя — формулы работы [90]. Как и обычно, предполагается, что каверна начинается в точке, в которой давление с учетом упомянутых добавок равно давлению насыщенного пара воды. Точка каверны считается заданной.

Существуют три возможные точки схода каверны: точка плавного схода каверны по Бриллюэну, точка перехода ламинарного пограничного слоя в турбулент-

ный, точка, соответствующая концу застойной зоны при отрыве ламинарного пограничного слоя.

Для выбора точки схода каверны в каждой из «подозрительных» точек рассчитывается с помощью изложенного выше метода каверна заданной длины. При этом определяется соответствующее число кавитации с учетом пульсационных добавок. За точку схода каверны принимается та точка, число кавитации для которой наибольшее из указанных трех вариантов.

Безусловно, изложенная схема определения точки схода каверны не лишена некоторой схематичности. В действительности процесс образования каверны происходит гораздо сложнее и для более точного расчета необходимо учитывать ряд

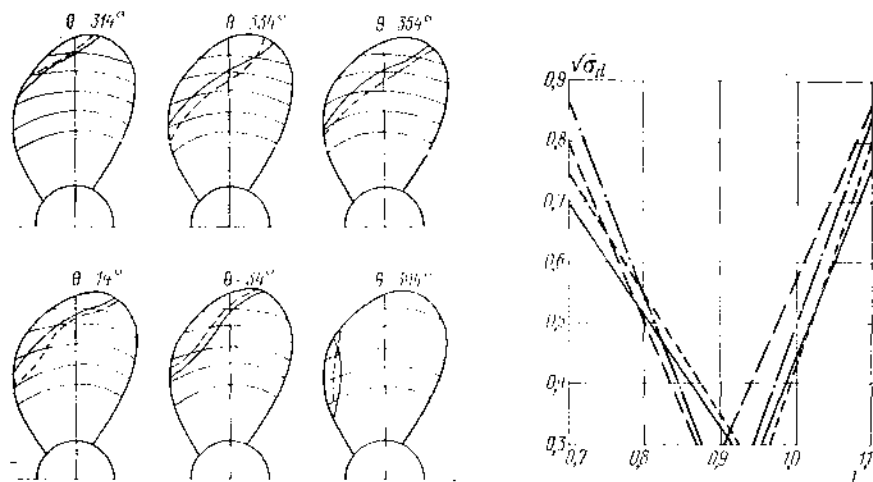


Рис. V.12. Сравнение расчетного и экспериментального способов определения размеров каверны, возникающих на гребном винте SR1-143 в неоднородном потоке ($\sigma_0 = 2,21$; $J = 1,2$).

— — — эксперимент; - - - - - расчет.

Рис. V.13. Влияние масштабного эффекта на расчетную и экспериментальные кавитационные диаграммы модели винта.

— — — эксперимент, $D = 200$ мм; - - - - - расчет, $D = 200$ мм; — — — эксперимент, $D = 100$ мм; - - - - - расчет, $D = 100$ мм.

других факторов, например капиллярность. Однако предложенная схема, несмотря на свою простоту, дает результаты, удовлетворительно согласующиеся с экспериментальными данными и позволяет верно учесть влияние вязкости жидкости на кавитационные характеристики профиля.

Описанный выше метод расчета параметров частичной кавитации плоского профиля в сочетании с методом построения эквивалентных профилей позволяет рассчитать распределение давления по лопастям гребного винта, построить кавитационную диаграмму гребного винта и определить зоны лопастей, охваченные кавитацией для случая работы гребного винта как в однородном, так и неоднородном потоке.

Ниже приведены в качестве примера некоторые результаты расчетов кавитационных характеристик гребных винтов в сравнении с экспериментальными данными. На рис. V.12 изображены результаты расчета зон лопастей, охваченных кавитацией, для гребного винта, работающего в неоднородном потоке, при различных угловых положениях лопасти. Эти результаты получены при значении относительной поступи $J = 1,2$ и числа кавитации $\sigma_0 = 2,21$. Как следует из рис. V.12, изложенный метод дает вполне удовлетворительное совпадение с результатами экспериментальных наблюдений.

На рис. V.13 приведено сравнение результатов расчетов с экспериментальными кавитационными диаграммами для моделей гребных винтов, отличающихся друг от друга лишь диаметром. Результаты находятся в удовлетворительном согласии и свидетельствуют о наличии существенного масштабного эффекта.

§ 22. КАВИТАЦИОННАЯ ЭРОЗИЯ ДВИЖИТЕЛЕЙ И МЕРЫ БОРЬБЫ С НЕЙ

Кавитационная эрозия наблюдается на лопастях гребных винтов, рабочих колесах, насосов, а также на других деталях гидравлического и общесудового оборудования. В зависимости от характера и интенсивности повреждения разделяют на эрозионный налет, эрозионную пыль и эрозию. Определяющую роль в возникновении и развитии эрозионных повреждений играет механическое ударное воздействие при схлопывании кавитационных каверн, а электрический, тепловой, химический и другие факторы, сопровождающие кавитационный процесс, являются со-

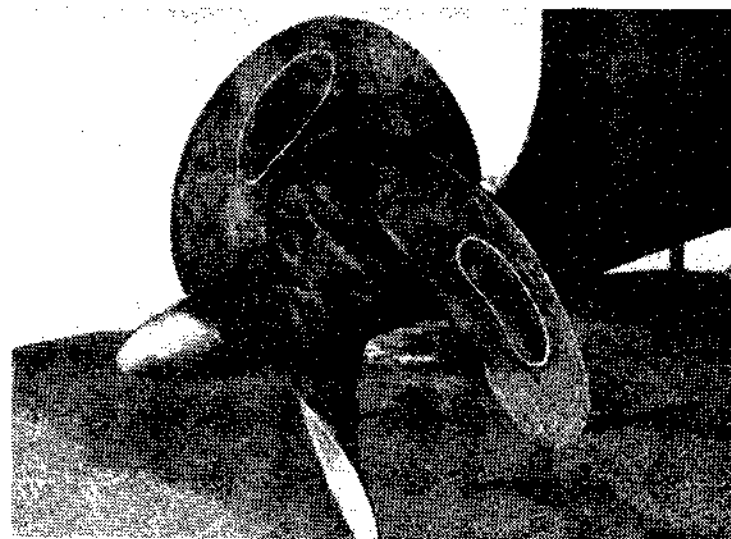


Рис. V.14. Гребной винт СПК с эрозионными разрушениями.

путствующими. Эрозия может возникнуть как при стационарном, так и нестационарном обтекании. В последнем случае интенсивность повреждений значительно выше. Эрозионные повреждения гребных винтов, рабочих колес водометных движителей развиваются обычно при нестационарном обтекании, вызванном неравномерностью потока вблизи корпуса судна, выступающих частей, колоннок, крыльев, паклонных валов и т. д. На рис. V.14 показан гребной винт пассажирского СПК, работающий в условиях значительного схода потока, лопасти которого подвержены эрозии.

Скорость процесса эрозии меняется в зависимости от продолжительности кавитационного воздействия (рис. V.15). Разделяют четыре основных периода эрозионного разрушения. В первом, инкубационном, периоде потеря массы вследствие эрозии отсутствует, но наблюдается пластическая деформация материала — эрозионный налет. Вторым периодом характеризуется возникновением эрозионного разрушения и увеличением скорости процесса до максимума. В третьем периоде интенсивность разрушения снижается. В четвертом периоде — периоде стабилизации — процесс развитого разрушения имеет постоянную скорость. Показано, что куб мак-

симальной глубины эрозионных повреждений, а также потеря массы вследствие эрозии в установившемся четвертом периоде разрушения практически линейно зависят от продолжительности испытаний. Это обстоятельство по известной картине разрушений в процессе эксплуатации в течение фиксированного промежутка времени позволяет прогнозировать дальнейшее развитие эрозионных повреждений.

Исследование процесса кавитационной эрозии проводится экспериментальным путем: общие закономерности разрушения, эрозионную стойкость материалов получают на образцах; влияние на эрозию конструкции движителей, режимов работы, масштаба изучают обычно на их моделях. Испытания моделей движителей проводят в кавитационных трубах, в неравномерном потоке, имитирующем натурное поле скоростей. Исследование эрозионных качеств может проводиться без воспроизведения повреждений, когда о возможности их возникновения судят лишь по характеру развития кавитации, и с воспроизведением эрозионных повреждений, используя материалы и покрытия с низкой эрозионной стойкостью.

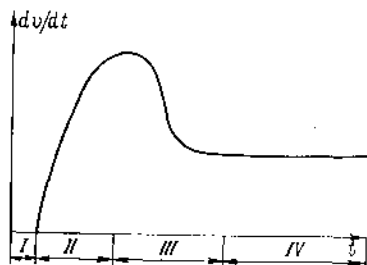


Рис. V.15. Зависимость скорости процесса эрозии от времени кавитационного воздействия.

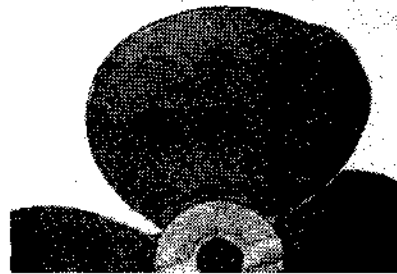


Рис. V.16. Вид модели с эрозией лакового покрытия.

Для изучения эрозионных характеристик движителей в случае низкой интенсивности эрозионного процесса используют установку на исследуемые объекты планок из отожженного алюминия, имеющего низкую эрозионную стойкость. Планки должны устанавливаться таким образом, чтобы геометрия объекта не нарушалась. Широкое распространение при исследовании эрозии движителей в кавитационных трубах находят лаковые покрытия, которые могут быть нанесены на поверхности лопастей моделей. Двухслойное лаковое покрытие, не вступающее в реакцию с водой, позволяет выявить зоны с различной интенсивностью повреждений. Первым слоем наносят лак ЭЦ106, вторым, наружным, лак ЭКГ. В некоторых случаях покрытия наносят и при испытании натуральных гребных винтов на места, где ожидается эрозия, а если зоны эрозии заранее неизвестны, то на всю поверхность. На рис. V.16 приведен вид модели гребного винта с эрозией лакового покрытия. Для получения характеристик очагов эрозии материала лопастей или планки может быть использован специальный отливочный материал — гипсовый гипс, позволяющий долгое время хранить оттиски, отражающие рельеф поверхности. Гипс состоит из двух частей (белой и желтой), которые используют в соотношении 3:1, добавляя несколько капель воды и перемешивая до получения однородной массы [96].

Для исследования эрозионных характеристик движителей в кавитационной трубе создают в диске модели заданное неравномерное поле скоростей при соблюдении геометрического и кинематического подобия ($\sigma_v, V = \text{const}$).

В условиях интенсивного кавитационного воздействия все материалы подвергаются эрозионному разрушению. В первом приближении эрозионная стойкость для ковких материалов, идущих на изготовление гребных винтов и их моделей, определяется энергией деформации, которая характеризуется площадью диаграммы напряжение — деформация вплоть до разрушения, полученной при испытании

их образцов. Согласно приближенной формуле энергия деформации равна

$$E_e = (\sigma_B + \sigma_T) (\delta/2), \quad (V.41)$$

где σ_B — предел прочности; σ_T — предел текучести; δ — относительное удлинение материала. Основные гидродинамические параметры, определяющие интенсивность эрозионных повреждений, — скорость и неравномерность потока. Показано, что интенсивность эрозии I' (при постоянном числе кавитации) $I' \sim V^n$ пропорциональна скорости потока в степени n , среднее значение которой может быть принято ~ 6 . Из результатов испытаний моделей на эрозию следует, что в первую очередь представляется возможным воспроизвести эрозионные повреждения в корневых сечениях лопастей; при увеличении скорости и относительной неравномерности может быть получена эрозия выходящих кромок лопастей. Повреждения в центральной части лопасти гребного винта воспроизвести сложнее: они наблюдаются при больших скоростях и значительной неравномерности потока.

Увеличение угла скоса потока приводит к увеличению диапазона режимов работы гребного винта, при которых может возникнуть очаг эрозии, а также к повышению интенсивности разрушений.

С увеличением ширины лопасти (уменьшением числа лопастей) интенсивность эрозионных повреждений растет, что связано с увеличением зоны кавитации, замыкающейся в пределах лопасти. Увеличение шагового отношения гребного винта первоначально приводит к повышению интенсивности очагов эрозии, однако начиная с определенного шагового отношения интенсивность повреждений снижается. У гребных винтов с сегментным профилем интенсивность эрозии существенно ниже, чем у авиационных. Увеличение кривизны средней линии сечений лопастей приводит к уменьшению интенсивности эрозионных повреждений на засасывающей поверхности. Однако при этом возможно появление кавитации и эрозии на нагнетающей поверхности, особенно в условиях скошенного потока. В случае увеличения числа лопастей гребных винтов из-за уменьшения их ширины и соответственно размеров зоны кавитации интенсивность эрозионных повреждений снижается.

Основные средства снижения интенсивности эрозии движительных комплексов следующие:

изготовление движителей из материалов с повышенной эрозионной стойкостью и поверхностное упрочнение материала;

воздействие на структуру кавитации: подача газа в места возникновения эрозии, катодная защита;

использование специальных конструктивных мер: сверление отверстий, щелей, установка интерцепторов, устройств, выравнивающих поле скоростей в диске движителя;

просектирование движителей с геометрическими элементами, обеспечивающими минимальную интенсивность эрозии в условиях неравномерного поля скоростей.

Могут быть использованы несколько способов одновременно, например специальное проектирование, сверление противэрозионных отверстий, подача газа в места возникновения кавитации.

Способ борьбы с эрозией выбирают в зависимости от интенсивности и характера разрушения. Применение материалов с повышенной эрозионной стойкостью не позволяет устранить интенсивную эрозию, поскольку эрозионная стойкость материалов, из которых изготавливают движители, в частности быстроходных судов, изменяется в достаточно узком диапазоне. В табл. V.1 приведена сравнительная эрозионная стойкость этих материалов, а также их прочностные характеристики. Движители быстроходных судов в настоящее время в основном изготавливают из бронзы БН9-4-4 и сплавов «Нева», обладающих высокими механическими, эрозионными и коррозионными качествами.

Нанесение покрытий с высокой эрозионной стойкостью и упрочнение поверхностного слоя материала (закалка, азотирование, наплавка и т. д.) пригодны как средства защиты лишь при слабой интенсивности процесса разрушения.

Выравнивание поля скоростей перед движителем — эффективный способ снижения интенсивности эрозионных повреждений. Однако практические возможности изменения этого способа ограничены потерями скорости, связанными с установкой выравнивающих устройств достаточно сложной конструкции.

Таблица V.1. Сравнительная эрозионная стойкость и прочностные характеристики материалов винтов

Марка материала	$\sigma_{\text{пр}}$, П-мм ²	δ , %	Твердость, НВ	Потери массы, образца, мг
ЛМцЖ55-3-1	4,8	20	110-140	157
ЛМцЖ-67-5-2-2	6,2	12	140-180	55
Бронза АЖ119-4-4	6,2	16	160-190	32
Бронза «Нева 70»	7,0	16	170-220	50
Нержавеющая сталь 1Х14Н13Л	6,0	15	170-240	37
Нержавеющая сталь 0Х17Н13Г4Д2ТЛ	6,5	15	160-220	45
Нержавеющая сталь 0Х16Н14Г9АДФЛ	6,0	20	170-230	28

Подача воздуха к кавитационной полости приводит к повышению в ней среднего давления и снижает усилия, возникающие при схлопывании каверн. Путем подачи воздуха представляется возможным существенно ослабить или полностью устранить эрозию. Способ применяется при значительной интенсивности эрозионных повреждений. Для его реализации разрабатываются движители специальной конструкции, предусматривающей подачу воздуха к местам схлопывания кавитационных каверн через каналы в лопастях. При этом необходимо, чтобы воздух не оказывал существенного влияния на гидродинамические характеристики движителя.

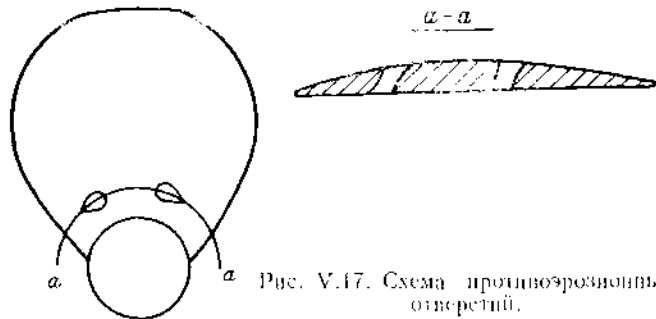


Рис. V.17. Схема противозерозионных отверстий.

Эффективное средство борьбы с эрозией корневых сечений лопастей движителей — противозерозионные отверстия. Обычно сверлят одно отверстие или, если лопасти у корня достаточно широкие, два. Отверстия вызывают местные изменения в обтекании сечения (возникает вихрь разрежения в районе отверстия на засасывающей поверхности), вследствие чего появляется кавитационный след отверстия, нарушающий схлопывание основной зоны кавитации на лопасти и приводящий к ослаблению или исчезновению эрозии. Гидродинамические характеристики движителей при наличии сквозных отверстий в корневых сечениях лопастей практически не изменяются. Противозерозионные отверстия сверлятся перпендикулярно к оси движителя, что при существующих шаговых отношениях винтов соответствует углу наклона отверстий к нагнетающей поверхности, равному 60–70°. Диаметр отверстия обычно составляет 2/3 максимальной толщины сечения. На рис. V.17 приведен эскиз общего вида отверстий на профиле сечения гребного вала. Противозерозионные отверстия обычно сверлят после испытаний головного судна, когда получены сведения о местоположении и размерах очагов эрозии и выяснена необходимость этого мероприятия.

Основным средством борьбы с эрозионными повреждениями в периферийной части лопасти является проектирование движителей с учетом сведения к минимуму

возможности возникновения эрозии. Оптимальное условие ликвидации эрозии — предотвращение эрозии нагнетающей поверхности при максимально возможной кривизне средней линии сечений и замыкание каверн, развивающихся на лопастях, в выходящей кромке лопасти; последнее обеспечивается соответствующим выбором величинны дискретного отношения. Интенсивность эрозии может быть также снижена путем увеличения числа лопастей движителя, если допустимо связанное с этим ухудшение пропульсивных качеств движителя.

Улучшенными эрозионными качествами, как показывают исследования последних лет, обладают рибные винты со значительной откидкой входящих кромок лопастей, так как их конструкция менее чувствительна к неравномерности поля скоростей, и схлопывание основной зоны кавитации происходит за пределами лопастей.

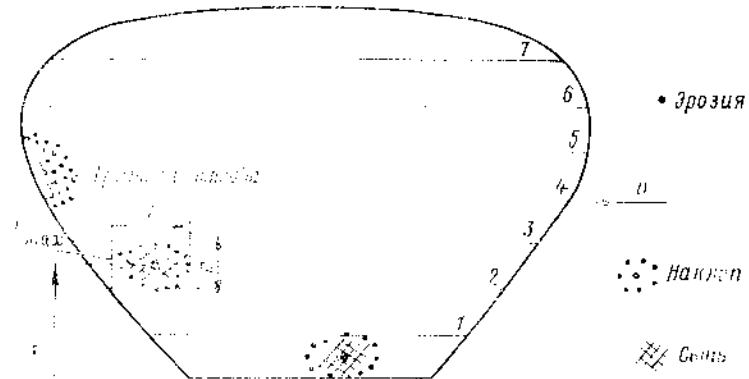


Рис. V.18. Лопасть с зарисовками эрозионных повреждений.

В случае обнаружения эрозионных повреждений движителя по результатам их осмотра может быть подчтита продолжительность его дальнейшей безопасной эксплуатации до следующего осмотра или ремонта. При осмотре движителей следует фиксировать очаги эрозии как на засасывающей, так и на нагнетающей поверхности, измерять их расположение на лопасти (радиус сечения и расстояние от входящей кромки), размеры (протяженность, ширину и максимальную глубину) (рис. V.18). Необходимо также располагать данными о продолжительности эксплуатации движителя на полных ходах (при частоте вращения 80% полных оборотов и выше) так со дня установки, так и со дня последнего ремонта эрозионных повреждений.

Предельно допустимые относительные величины эрозионных повреждений, при которых возможна нормальная эксплуатация судна и ремонт движителя, не должны превышать величин, указанных в табл. V.2.

Условие прочности движителя, учитывая потерянный вследствие эрозионных повреждений момент сопротивления и наличие противозерозионных отверстий, а также концентрацию напряжений вблизи них, в первом приближении можно представить в виде

$$\frac{\sum (b_i h_i^2)}{b e^2} + 0,2 \left(\frac{\sum h_i}{\sum d_{oi}} \right)^2 \leq Ag, \quad (V.42)$$

где b_i — протяженность очага эрозии на данном радиусе, мм; h_i — наибольшая глубина рассматриваемого очага эрозии, мм; e — толщина лопасти в месте наибольшей глубины эрозии на данном радиусе, мм; d_{oi} — диаметр противозерозионного отверстия, мм; Ag — коэффициент запаса (при $r > 0,4$ $Ag = 0,35$; при $r < 0,4$ $Ag = 0,32$).

Таблица V.2. Таблица предельно допустимых величин эрозионных повреждений засасывающей поверхности гребных винтов

Характеристика очага эрозии	Расположение очага эрозионного повреждения	Предельно допустимые величины повреждений при диаметрах винтов, м						
		0,6—1,0	1,0—1,45	1,45—1,90	1,9—2,4	2,4—3,0	3,0—4,7	более 4,7
Относительная глубина поражения $(h/e')_m$	Центральная часть лопасти: периферийные сечения допасты корневые сечения допасты	0,65	0,6	0,6	0,6	0,55	0,50	0,50
	Кромки лопастей: кромки периферийных сечений и выходящие кромки корневых сечений входящие кромки сечений	1	1	1	1	1	1	1
Суммарная протяженность поврежденных участков на данном радиусе в долях от ширины лопасти $(\sum b_i/b)_m$	Периферийные сечения лопастей	0,65	0,65	0,60	0,60	0,55	0,55	0,5
	Корневые сечения лопастей	0,55	0,50	0,50	0,50	0,50	0,45	0,40

Примечание. Предельно допустимая величина для нагнетающей поверхности лопастей составляет 80% приведенных в таблице значений.

Коэффициенты пропорциональности, характеризующие максимальную глубину и протяженность повреждения, а также потерю прочности, определяются следующим путем:

$$C_{h_i} = \left[\frac{(h/e')_m}{h/e'} \right]^3 > 1;$$

$$C_{b_i} = \left[\frac{(\sum b_i/b)_m}{\sum b_i/b} \right]^6 > 1; \quad (V.43)$$

$$C_{\omega_i} = \frac{\Delta g}{be - 2 \sum (d_{0i} e_i^2)} + 0,2 \left(\frac{\sum t_i}{b - \sum d_{0i}} \right) > 1;$$

Для каждой группы очагов эрозии, расположенных на данном радиусе, подсчитываются коэффициенты пропорциональности. Величины $(h/e')_m$ и $(\sum b_i/b)_m$ определяются с помощью табл. V.2. По минимальным значениям $C_{h_i \min}$, $C_{b_i \min}$ и $C_{\omega_i \min}$, которым соответствует наибольшая относительная величина эрозионных повреждений, подсчитывают максимально допустимый срок эксплуатации гребного винта при движении судна на полных ходах до следующего осмотра или ремонта движителей (t , ч):

$$\left. \begin{aligned} t_h &\leq \frac{(C_{h_i \min} - 1)}{K_h} (t - t_0); \\ t_b &\leq \frac{(C_{b_i \min} - 1)}{K_b} (t - t_0); \\ t_{\omega} &\leq \frac{(C_{\omega_i \min} - 1)}{K_{\omega}} (t - t_0). \end{aligned} \right\} \quad (V.44)$$

Коэффициенты запаса равны: $K_b = 1,5$; $K_h = 2,0$; $K_{\omega} = 3,0$.

Формулами, приведенными выше, можно пользоваться лишь в том случае, если предшествующая данному осмотру длительность эксплуатации движителя на полных ходах $t > \frac{5000}{200 + M}$.

Эксплуатационная характеристика

$$M = (A_E/A_0) \sqrt[3]{\left(\frac{h}{20} - \frac{40}{D}\right)^2 n^2 P/D}, \quad (V.45)$$

Величина t_0 , ч, соответствующая длительности инкубационного периода:

$$\left. \begin{aligned} \text{для } M < 1000, \quad t_0 &= \frac{1200}{300 + M}; \\ \text{для } M > 1000, \quad t_0 &= \frac{600}{M}. \end{aligned} \right\} \quad (V.46)$$

Возможность появления эрозии гребных винтов в первом приближении определяется с помощью зависимости, предложенной О. В. Рождественским: эрозионные повреждения могут возникнуть, если $nD > A$, где A — индексы коэффициента для гребного винта, изготовленного из латуни, равный 650, из бронзы — 750, из легированной стали 450 мм.

Если известны элементы гребного винта, то расчет, позволяющий приблизительно оценить, появится ли кавитация и, как ее следствие, эрозия, проводится по следующей схеме:

1. Подсчитывают местные числа кавитации, соответствующие ее возникновению на входящей кромке засасывающей ($\sigma_{S \text{зас}}$) и нагнетающей ($\sigma_{S \text{наг}}$) поверхностях профиля в рассматриваемом сечении для заданных углов атаки: на засасывающей поверхности

$$\sigma_{S \text{зас}} = (0,5 - \delta) (\alpha - 20\delta_1) + 3\delta; \quad (V.47)$$

на нагнетающей поверхности

$$\sigma_{S \text{наг}} = (0,5 - \delta) (\alpha - 20\delta_2) + 3\delta;$$

$$\sigma_{S \text{мин}} = 0,2 + 6(0,5\delta + \delta_2).$$

Строят зависимость $\sigma_S = f(\alpha)$.

2. Определяют максимальное и минимальное значения относительной поступи в неравномерном поле скоростей, в случае схода потока эти величины подсчитываются по формуле

$$J_{\text{мин}}^{\text{max}} = \frac{J \cos \psi_{SH}}{1 + (J/\pi r) \sin \psi_{SH}}, \quad (V.48)$$

3. Определяют на основе поверочного расчета по вихревой теории (гл. 9 третьего раздела) зависимость (для профиля в рассматриваемом сечении) относительной поступи от кромочного угла атаки α , а также колебания углов атаки профиля за один оборот лопасти гребного винта.

4. Подсчитывают местные числа кавитации $\sigma_{\text{л}}$, соответствующие заданным числам кавитации σ_0 винта в целом, по формуле

$$\sigma_{\text{л}} = \sigma_0 \frac{J^2}{J^2 + (\pi r)^2} \quad (V.49)$$

5. Найденные предельные значения углов атаки для соответствующего числа кавитации наносят на график зависимости $\alpha = f(\sigma_{\text{л}})$. Если максимальное и минимальное значения углов атаки для определенной величины $\sigma_{\text{л}}$ расходятся по обе

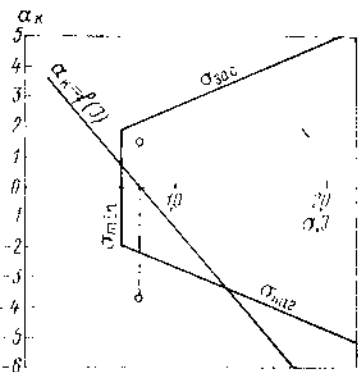


Рис. V.19. Диаграмма критических чисел кавитации гребного винта.

стороны прямой, соответствующей границе появления кавитации на входящей кромке в течение одного оборота лопасти гребного винта, то следует ожидать периодического возникновения и исчезновения кавитации, и возможно появление эрозии (рис. V.19).

В настоящее время разработана методика прогнозирования кавитационной эрозии движителей в процессе проектирования на основании результатов испытания в кавитационной трубе моделей с покрытием, обладающим высокой эрозионной стойкостью (в подобном натурному неравномерном поле скоростей), а также испытаний образцов, изготовленных из материалов для винтов, материалов моделей, а также с покрытиями.

Прогнозирование эрозии движителей проводится в следующей последовательности:

1. Изготавливается модель гребного винта, на нее наносится двухслойное лаковое покрытие, обладающее высокой эрозионной стойкостью. В кавитационной трубе в диске модели гребного винта имитируется поле скоростей, аналогичное натурному.

2. Подсчитывается скорость, соответствующая натурной скорости при испытании в кавитационной трубе с учетом масштаба модели, скорости и характеристик эрозионной стойкости материала натурального гребного винта и лакового покрытия модели, по формуле

$$V_{\text{м}} = V_{\text{н}} \sqrt{\frac{D_{\text{н}}}{D_{\text{м}}} \frac{1}{k}}, \quad (V.50)$$

где $k = 1,0$ (лак), 2,8 (баббит), 3,0 (силумин), 4,0 (алюмин ДМц Ж55-3-1), 4,3 (бронза АЖН9-4-4).

3. Определяется для неследующего режима ($J, \sigma_0 = \text{const}$) при испытании в кавитационной трубе пороговая скорость — та скорость, ниже которой при данном развитии кавитации ($J, \sigma_0 = \text{const}$) на модели гребного винта с лаковым покрытием повреждения не возникают. Если $V_{\text{м}}/V_{\text{пор}} > 1,0$, то возникновение эрозии натурального гребного винта возможно. При $V_{\text{м}}/V_{\text{пор}} < 1,0$ эрозионных повреждений ожидать не следует.

4. Определяют местоположение и площадь очага эрозии на модели гребного винта (если $V_{\text{м}}/V_{\text{пор}} > 1$). Подсчитывается скорость эрозии гребного винта по формуле

$$\frac{dv}{dt} = 0,11 \cdot 10^{-6} \frac{n S_{\text{н}}^3}{S_{\text{е}}} \left(\frac{V_{\text{м}}^2}{V_{\text{пор}}^2} - 1 \right), \quad (V.51)$$

где $S_{\text{н}}$ — площадь очага эрозии натурального гребного винта; $S_{\text{м}} = S_{\text{н}} m^2$, где $S_{\text{м}}$ — площадь очага эрозии на модели; m — масштаб модели; $S_{\text{е}}$ — удельная энергия деформации материала натурального гребного винта.

Энергия деформации материалов винтов, Н/мм^2

Баббит	2,0
Алюминий	3,0
Сталь 3	20,0
ДМц Ж55-3-1	63,0
Бр АЖН9-4-4	100,0
Сплав «Нева»	120,0

5. Рассчитывают среднюю $h_{\text{ер}}$ глубину эрозионных повреждений после заданного времени эксплуатации по формуле

$$h_{\text{ер}} = \frac{dv}{dt} t; \quad h_{\text{ер}} = \frac{v}{S_{\text{н}}}, \quad (V.52)$$

где t — продолжительность эксплуатации.

Получив данные об ожидаемых эрозионных качествах гребного винта, представится возможным скорректировать его элементы с точки зрения снижения интенсивности эрозии в процессе проектирования и провести испытания новой модели гребного винта с лаковым покрытием в неравномерном поле скоростей.

Дальнейшие исследования в области эрозии движителей должны быть связаны с созданием условий, при которых возникают повреждения, и разработкой конструкции движителей, характеризующихся минимальной интенсивностью повреждения.

Глава VI

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ СИЛЫ И ДАВЛЕНИЯ, ПЕРЕДАВАЕМЫЕ ВИНТОМ НА ГРЕБНОЙ ВАЛ И КОРПУС СУДНА

23. ГРЕБНОЙ ВИНТ КАК ИСТОЧНИК ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СИЛ, ПЕРЕДАВАЕМЫХ НА ГРЕБНОЙ ВАЛ И КОРПУС СУДНА

Работающий гребной винт является источником вибрации судового корпуса, стальных конструкций, валопровода. В условиях, близких к резонансным, повышенная вибрация оказывает отрицательное влияние на работу механизмов и обмотки, ухудшает условия обитаемости, приводит к повреждениям судовых конструкций и валопровода.

Различают две категории возмущающих сил, создаваемых гребными винтами: сил инерционной природы, обусловленные механической неуравновешенностью обочного винта, и силы гидродинамической природы.

Причиной возникновения инерционных сил могут служить механические повреждения гребного винта в процессе эксплуатации или неуравновешенность масс, возникшая при изготовлении винта. Допустимая величина этой неуравновешенности определяется в процессе статической и динамической балансировки гребного винта в процессе его изготовления и регламентируется ГОСТ 8054-81. Отличительной характеристикой сил инерционной природы является то, что их частота равна частоте вращения гребного винта.

Среди сил гидродинамической природы различают неуравновешенные гидродинамические силы, вызванные неточностью изготовления винта, и гидродинами-

ческие силы, обусловленные конечностью числа лопастей винта и его работой в неравномерном потоке за корпусом судна.

Если отклонения по шагу, длине, ширине лопастей и относительному углу между лопастями не превосходят предельных значений, оговоренных техническими требованиями на изготовление винтов, то гидродинамическая неуравновешенность, обусловленная несовершенством изготовления винта, не оказывает существенного влияния на возникновение на гребном винте сил, вызывающих вибрацию.

Последние из указанных выше сил гидродинамической природы имеют определяющее значение в возникновении на гребном винте сил, вызывающих вибрацию.

Как гидродинамический источник вибрации гребной винт действует на корпус судна двумя способами:

— передачей через гребной вал и его опорно-упорные подшипники периодических сил и моментов, которые возникают непосредственно на лопастях винта, работающего в неравномерном потоке за корпусом судна;

— созданием в окружающей жидкости области периодических давлений и передачей этих давлений через жидкость на расположенные в потоке вблизи винта участки кормовой оконечности и выступающие части, следствием чего является возникновение на корпусе судна периодических сил и моментов.

Основная часть указанных периодических давлений, сил и моментов определяется частотой вращения винта n , умноженной на число лопастей Z (эта частота называется лопастной частотой). Кроме того, в частотном спектре гидродинамических возбуждений винта могут наблюдаться гармоники более высокого порядка, так что в общем случае $f = mnZ$, $m = 1, 2, \dots$

§ 24. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ И СПОСОБЫ СНИЖЕНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СИЛ И МОМЕНТОВ, ПЕРЕДАВАЕМЫХ ГРЕБНЫМ ВИНТОМ НА ВАЛОПРОВОД

Периодические силы и моменты, возникающие на гребном винте при работе в неравномерном потоке за корпусом судна, относятся к категории основных внешних нагрузок, учитываемых при проектировании валопроводов и расчетах их долговечности. Информация о величине и частоте действия этих сил и моментов необходима также для суждения о вибрационных качествах проектируемого судна и его оптимизации с точки зрения этих качеств.

В настоящее время более распространены теоретические методы определения периодических сил и моментов на гребных винтах. Наиболее строгими являются методы, основанные на вихревой теории нестационарного движения несущей поверхности. В связи с тем, что эти методы (см., например, [3, 69, 104]) являются трудоемкими и требуют применения ЭВМ с большим объемом оперативной и внешней памяти, они в настоящее время имеют ограниченное применение. В инженерной практике применяются более приближенные, но и менее трудоемкие методы, основанные на введении различных упрощающих допущений. Оправданность применения того или иного метода в этом случае зависит от конкретных поставленных целей, требований к точности результатов расчета.

Ниже изложены две рекомендуемые для практического использования расчетные схемы определения периодических сил и моментов на гребных винтах. Первая схема (схема А) приближенно учитывает нестационарность обтекания лопастей винта при работе в неравномерном потоке за корпусом судна, а также влияние основных геометрических параметров гребного винта (дискового и шагового отношений, умеренной саблевидности контура, числа лопастей) на создаваемые им периодические силы и моменты. Вторая схема (схема Б), основанная на гипотезе квазистационарности, удобна для оценки сил и моментов, создаваемых гребными винтами при работе в полях скоростей с различными характеристиками неравномерности.

В качестве основного расчетного режима принимается режим установившегося движения судна прямым курсом на тихой воде. Поле скоростей потока в кормовой оконечности судна в месте расположения гребного винта принимается стационарным, однако неравномерным по плоскости диска винта. В связанной с корпусом судна цилиндрической системе координат $Ox_0y_0z_0$ (рис. 2) неравномерность осевых u_x — $\frac{u_x}{v}$ (v — скорость судна) и касательных u_θ — $\frac{u_\theta}{v}$ составляющих поля ско-

ростей натекающего потока на окружности радиуса $r = r/R$ (R — радиус винта) представляется в виде тригонометрического ряда:

$$\left. \begin{aligned} \bar{u}_x &= a_0 + \sum_{N=1}^{\infty} (a_N \cos N\theta + b_N \sin N\theta); \\ \bar{u}_\theta &= a_{0\theta} + \sum_{N=1}^{\infty} (a_{N\theta} \cos N\theta + b_{N\theta} \sin N\theta). \end{aligned} \right\} \quad (VI.1)$$

Положительное направление скорости u_x соответствует направлению движения судна; положительное направление скорости u_θ — направлению вращения винта.

Возникающие на гребном винте гидродинамические силы и моменты рассматриваются в связанной с корпусом судна прямоугольной системе координат $Ox_0y_0z_0$ ¹.

Проекция главного вектора и главного момента гидродинамических сил на оси координат этой системы для Z -лопастного винта представляются в безразмерном виде

$$\left. \begin{aligned} \bar{F}_x &= \bar{F}_{x0} + \sum_{m=1}^{\infty} (\bar{F}_{xmZ}^c \cos mZ\theta + \bar{F}_{xmZ}^s \sin mZ\theta); \\ \bar{F}_y &= \bar{F}_{y0} + \sum_{m=1}^{\infty} (\bar{F}_{ymZ}^c \cos mZ\theta + \bar{F}_{ymZ}^s \sin mZ\theta); \\ \bar{F}_z &= \bar{F}_{z0} + \sum_{m=1}^{\infty} (\bar{F}_{zmZ}^c \cos mZ\theta + \bar{F}_{zmZ}^s \sin mZ\theta); \\ \bar{M}_x &= \bar{M}_{x0} + \sum_{m=1}^{\infty} (\bar{M}_{xmZ}^c \cos mZ\theta + \bar{M}_{xmZ}^s \sin mZ\theta); \\ \bar{M}_y &= \bar{M}_{y0} + \sum_{m=1}^{\infty} (\bar{M}_{ymZ}^c \cos mZ\theta + \bar{M}_{ymZ}^s \sin mZ\theta); \\ \bar{M}_z &= \bar{M}_{z0} + \sum_{m=1}^{\infty} (\bar{M}_{zmZ}^c \cos mZ\theta + \bar{M}_{zmZ}^s \sin mZ\theta). \end{aligned} \right\} \quad (VI.2)$$

В практических расчетах периодических сил и моментов обычно ограничиваются первой ($m = 1$) или, как максимум, первой и второй ($m = 1, 2$) гармониками.

Расчетные формулы для определения входящих в выражения (VI.2) коэффициентов сил и моментов по схемам А и Б представлены в табл. VI.1².

На рис. VI.1 и VI.2 показаны необходимые для расчета по схеме А геометрические и кинематические параметры гребного винта.

Коэффициенты, входящие в приведенные в табл. VI.1 формулы, определяются следующими соотношениями.

В формулах расчетной схемы А:

$$\left. \begin{aligned} a'_N \\ b'_N \end{aligned} \right\} = A_N S(k_N) \begin{cases} \sin \mu_N; \\ \cos \mu_N, \end{cases}$$

$$A_N = [(a_N + a_{N0} \operatorname{tg} \beta_l)^2 + (b_N + b_{N0} \operatorname{tg} \beta_l)^2]^{-\frac{1}{2}};$$

¹ С целью упрощения обозначений подстрочные индексы «0», определяющие принадлежность составляющих вектора скорости, силы и момента к системе координат $Ox_0y_0z_0$, в § 24 в дальнейшем опущены.

² Формулы схемы А получены Ю. М. Андреевым.

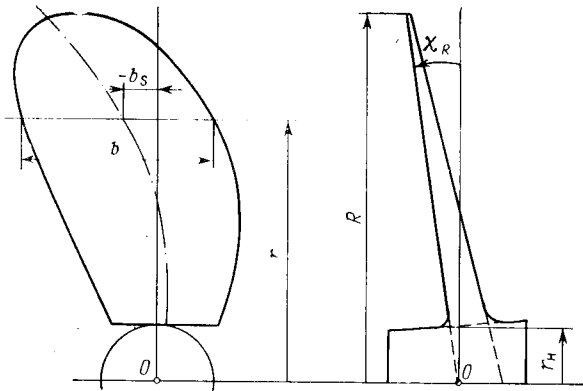


Рис. VI.1. Геометрические параметры лопасти.
 — — — средняя линия спрямленного контура лопасти.

$$S(k_N) = \frac{1}{1 + 0,08k_N^2}; \quad k_N = N \frac{b \cos \beta}{2r \cos(\beta_I - \beta)}$$

$$\mu_N = \left(\operatorname{arctg} \frac{a_N + a_{N0} \operatorname{tg} \beta_I}{b_N + b_{N0} \operatorname{tg} \beta_I} + \frac{b_s}{\pi b} k_N + \psi \right), \text{ рад.}$$

$$\psi = \begin{cases} 0,965k_N - 0,66 & \text{при } k_N > 0,684; \\ 0 & \text{при } k_N \leq 0,684; \end{cases}$$

$$\left. \begin{matrix} f_p \\ f_T \end{matrix} \right\} = f \begin{cases} \cos \beta_I; \\ \sin \beta_I; \end{cases}$$

$$f_M = f \left(\frac{b}{4} + b_s - r \operatorname{tg} \chi_R \sin \varphi \right); \quad f = r^2 k \frac{\sin \varphi_0 \cdot \cos \beta_I \cdot \cos(\beta_I - \beta)}{\cos \beta}$$

$$k = \frac{2}{\pi} \operatorname{arccos} e^{-\frac{z}{2} \left(\frac{1}{r} - 1 \right) \frac{\sqrt{1 + r^2 \operatorname{tg}^2 \beta_I}}{\operatorname{tg} \beta_I}}}; \quad c = 5,537 J_v; \quad J_v = \frac{v}{nD}$$

Рис. VI.2. Треугольник скоростей элемента лопасти винта.



Таблица 1. Коэффициенты влияния параметров геометрии лопасти на коэффициенты сил и моментов на треновых винтах

Составляющие нагрузки	Обозначение	Расчетная схема А	Расчетная схема Б
Пульсации упора	\bar{F}_{xMz}	$-c \int_{r_H}^1 f_p a'_{mz} dr$	$-J_{vc1} \int_{r_H}^1 f a_{mz} dr$
	\bar{F}_{xMz}^s	$-c \int_{r_H}^1 f_p b'_{mz} dr$	$-J_{vc1} \int_{r_H}^1 f b_{mz} dr$
Вертикальная сила в плоскости yOz	\bar{F}_{y0}	$-\frac{c}{2} \int_{r_H}^1 f_T b'_1 dr$	$-J_{vc2} \int_{r_H}^1 \frac{f}{r} \left[b_1 + \frac{1}{\pi r} \left(J_v + \frac{2K_Q}{c_2} \right) b_{10} \right] dr$
	\bar{F}_{yMz}^c	$\frac{c}{2} \int_{r_H}^1 f_T (b'_{mz-1} - b'_{mz+1}) dr$	$J_{vc2} \int_{r_H}^1 \frac{f}{r} (b_{mz-1} - b_{mz+1}) dr$
	\bar{F}_{yMz}^s	$-\frac{c}{2} \int_{r_H}^1 f_T (a'_{mz-1} - a'_{mz+1}) dr$	$-J_{vc2} \int_{r_H}^1 \frac{f}{r} (a_{mz-1} - a_{mz+1}) dr$

Составляющие нагрузки	Обозначение	Расчетная схема А	Расчетная схема Б
Горизонтальная сила в плоскости yOz	\bar{F}_{z0}	$\frac{c}{2} \int_{r_H}^1 f_r a'_1 dr$	$J_{zc2} \int_{r_H}^1 \frac{f}{r} \left[a_1 + \frac{1}{\pi r} \left(J_v + \frac{2KQ}{c_2} \right) a_{10} \right] dr$
	\bar{F}_{zmZ}^c	$\frac{c}{2} \int_{r_H}^1 f_r (a'_{mZ-1} + a'_{mZ+1}) dr$	$J_{zc2} \int_{r_H}^1 \frac{f}{r} (a_{mZ-1} + a_{mZ+1}) dr$
	\bar{F}_{zmZ}^s	$\frac{c}{2} \int_{r_H}^1 f_r (b'_{mZ-1} + b'_{mZ+1}) dr$	$J_{zc2} \int_{r_H}^1 \frac{f}{r} (b_{mZ-1} + b_{mZ+1}) dr$
Пульсации крутящего момента	\bar{M}_{xmZ}^c	$\frac{c}{2} \int_{r_H}^1 f_r a'_{mZ} dr$	$J_{\varphi c2} \int_{r_H}^1 f a_{mZ} dr$
	\bar{M}_{xmZ}^s	$\frac{c}{2} \int_{r_H}^1 f_r b'_{mZ} dr$	$J_{\varphi c2} \int_{r_H}^1 f b_{mZ} dr$

Составляющие нагрузки	Обозначение	Расчетная схема А	Расчетная схема Б
Изгибающий момент в плоскости xOz	\bar{M}_{y0}	$-\frac{c}{4} \int_{r_H}^1 [f_p r b'_1 + f_M a'_1] dr$	$-\frac{J_{\varphi c1}}{4} \int_{r_H}^1 \bar{f} r \left[b_1 + \frac{1}{\pi r} \left(J_v + \frac{2K_T}{c_1} \right) b_{10} \right] dr$
	\bar{M}_{ymZ}^c	$\frac{c}{4} \int_{r_H}^1 [f_p r (b'_{mZ-1} - b'_{mZ+1}) - f_M (a'_{mZ-1} + a'_{mZ+1})] dr$	$\frac{J_{\varphi c1}}{4} \int_{r_H}^1 \bar{f} r (b_{mZ-1} - b_{mZ+1}) dr$
	\bar{M}_{ymZ}^s	$-\frac{c}{4} \int_{r_H}^1 [f_p r (a'_{mZ-1} - a'_{mZ+1}) + f_M (b'_{mZ-1} + b'_{mZ+1})] dr$	$-\frac{J_{\varphi c1}}{4} \int_{r_H}^1 \bar{f} r (a_{mZ-1} - a_{mZ+1}) dr$
Изгибающий момент в плоскости xOy	\bar{M}_{z0}	$\frac{c}{4} \int_{r_H}^1 [f_p a'_1 - f_M b'_1] dr$	$\frac{J_{\varphi c1}}{4} \int_{r_H}^1 \bar{f} r \left[a_1 + \frac{1}{\pi r} \left(J_v + \frac{2K_T}{c_1} \right) a_{10} \right] dr$
	\bar{M}_{zmZ}^c	$\frac{c}{4} \int_{r_H}^1 [f_p r (a'_{mZ-1} + a'_{mZ+1}) + f_M (b'_{mZ-1} - b'_{mZ+1})] dr$	$\frac{J_{\varphi c1}}{4} \int_{r_H}^1 \bar{f} r (a_{mZ-1} + a_{mZ+1}) dr$
	\bar{M}_{zmZ}^s	$\frac{c}{4} \int_{r_H}^1 [f_p r (b'_{mZ-1} + b'_{mZ+1}) - f_M (a'_{mZ-1} - a'_{mZ+1})] dr$	$\frac{J_{\varphi c1}}{4} \int_{r_H}^1 \bar{f} r (b_{mZ-1} + b_{mZ+1}) dr$

Угол индуктивной поступи β_l находится из соотношения $\beta_l = \varphi_0 - \alpha_l$, в котором индуктивный угол атаки α_l определяется по графику рис. VI.3 для соответствующих значений геометрического угла атаки $\alpha = \varphi_0 - \beta$ и угла φ_0 . Угол нулевой подъемной силы находится из соотношения $\alpha_0 = 80\delta_c$ град. (δ_c — кривизна средней линии элемента лопастей).

В формулах расчетной схемы Б: K_T, K_Q — коэффициенты упора и крутящего момента гребного винта на расчетном режиме; c_1, c_2 — коэффициенты, определяемые по графикам на рис. VI.4 и VI.5 в зависимости от соответствующих значений шагового отношения P/D и дискового отношения A_r/A_0 гребного винта.

Численные значения входящих в расчетную схему Б коэффициентов f приведены ниже:

f	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
f	0,255	0,498	0,787	1,104	1,425	1,717	1,925	1,935	0

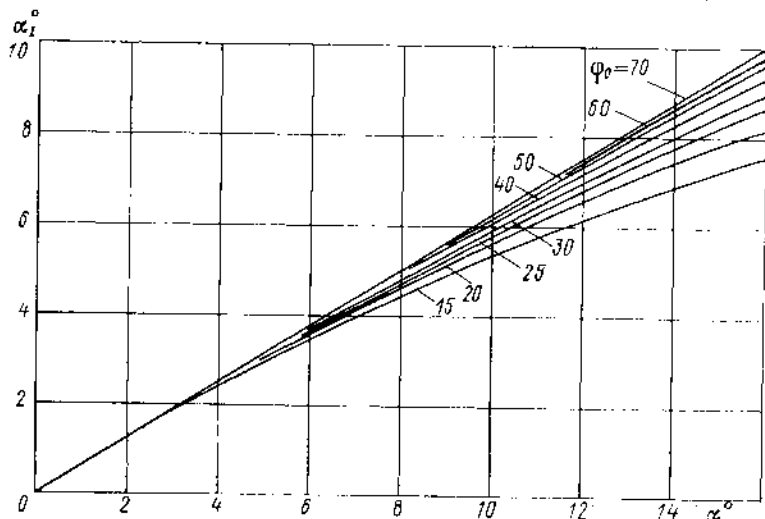


Рис. VI.3. Зависимость индуктивного угла атаки α_l от геометрического угла атаки α и шагового угла элемента лопастей.

Во всех приведенных выше выражениях линейные размеры, отмеченные сверху чертой, представлены в отношении их к радиусу гребного винта R .

Для возможности выполнения расчетов по схемам А и Б необходимо располагать данными по характеристикам неравномерности потока в месте расположения гребного винта, определяемым коэффициентами a_N, b_N, a_{N0}, b_{N0} . Эти характеристики определяют по результатам измерения номинального поля скоростей (т. е. поля скоростей, измеренного в месте расположения гребного винта при его отсутствии) при модельных испытаниях судна в опытовом бассейне. Для приближенной оценки эффективного поля скоростей (т. е. поля скоростей, образующегося в районе кормовой оконечности судна при наличии работающего гребного винта) рекомендуется использовать соотношение, позволяющее учесть радиальное сужение номинального поля скоростей, обусловленное гидродинамической нагрузкой гребного винта,

$$\bar{r}_0 = \bar{r} \sqrt{\frac{2}{1 + 1 + c_{T,1}}}, \quad (VI.3)$$

где \bar{r} — радиальная координата номинального поля скоростей; \bar{r}_0 — радиальная координата эффективного поля скоростей.

В соответствии с формулой (VI.3) коэффициенты a_N и b_N ряда (VI.1), определенные на радиусе \bar{r} , переносятся на радиус \bar{r}_0 .

Влияние работающего гребного винта на характеристики касательной составляющей неравномерного поля скоростей приближенно учитывается введением поправочного множителя 1,7 к коэффициентам a_{10} и b_{10} номинального поля.

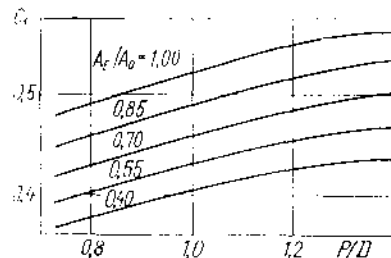


Рис. VI.4. График для нахождения коэффициента c_1 .

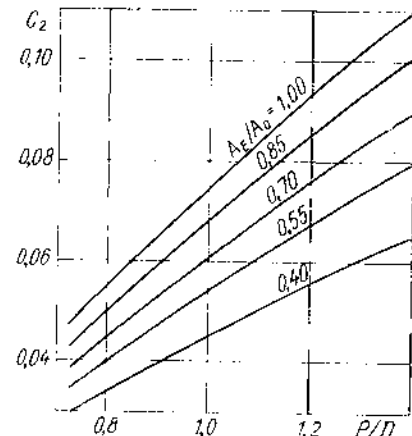


Рис. VI.5. График для нахождения коэффициента c_2 .

При определении гидродинамических изгибающих моментов в сечениях вала расположенных вне ступицы гребного винта (например, в сечении $a-a$, см. рис. VI.6, кроме изгибающих моментов, обусловленных внецентровым приложением упора (составляющие \bar{M}_y и \bar{M}_z), следует учитывать действие изгибающих моментов, обусловленных силами в плоскости диска гребного винта (составляющие \bar{P}_y и \bar{P}_z). Расчет в этом случае производится по формулам

$$\begin{aligned} \bar{M}_{H1} &= \bar{M}_{y0} + \bar{P}_{z0} \frac{l}{2} + \\ &+ \sum_{m=1}^M \left[\left(\bar{M}_{ymz}^c + \bar{P}_{zmz}^c \frac{l}{2} \right) \cos mZ\theta + \right. \\ &+ \left. \left(\bar{M}_{ymz}^s + \bar{P}_{zmz}^s \frac{l}{2} \right) \sin mZ\theta \right]; \quad (VI.4) \\ \bar{M}_V &= \bar{M}_{z0} - \bar{P}_{y0} \frac{l}{2} + \\ &+ \sum_{m=1}^M \left[\left(\bar{M}_{zmz}^c - \bar{P}_{ymz}^c \frac{l}{2} \right) \cos mZ\theta + \right. \\ &+ \left. \left(\bar{M}_{zmz}^s - \bar{P}_{ymz}^s \frac{l}{2} \right) \sin mZ\theta \right], \quad (VI.5) \end{aligned}$$

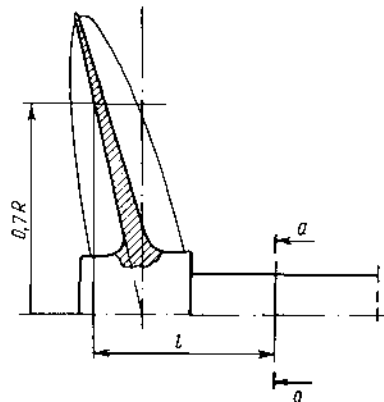


Рис. VI.6. К определению плеча приложения гидродинамической силы относительно сечения вала $a-a$.

\bar{M}_{H1} — изгибающий момент, действующий в рассматриваемом сечении вала в горизонтальной плоскости; \bar{M}_V — изгибающий момент, действующий в рассматриваемом сечении вала в вертикальной плоскости; $l = l/R$ — относительное плечо приложения поперечной силы (см. рис. VI.6); $M = 1$ (или 2).

Приведенные в табл. VI.1 формулы для составляющих гидродинамических сил и моментов являются аналитическим выражением так называемого выборочного,

или фильтрующего, действия гребного винта. Фильтрующее действие гребного винта — следствие расположения лопастей на равных угловых расстояниях. Оно проявляется в следующем.

Если обратиться к представлению характеристик неравномерности поля скоростей в виде (VI.1), то из рассмотрения приведенных в табл. VI.1 выражений следует, что гидродинамические нагрузки на гребном винте в общем случае обуславливаются наличием только определенных гармоник в разложении неравномерности

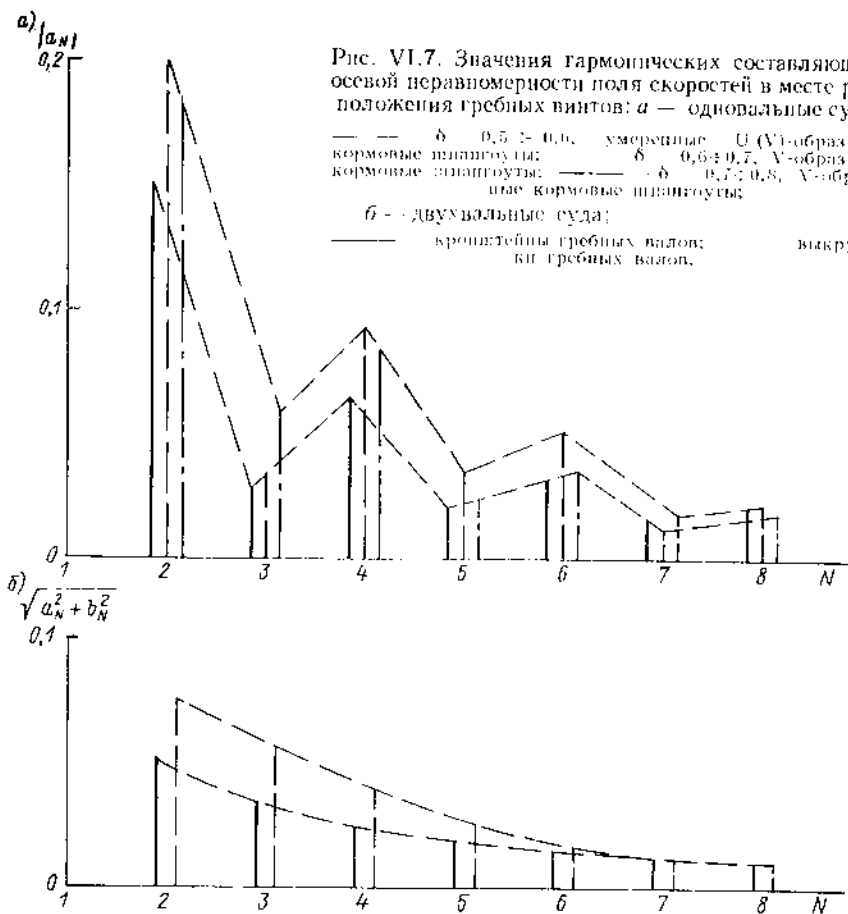


Рис. VI.7. Значения гармонических составляющих осевой неравномерности поля скоростей в месте расположения гребных винтов: а — одновальные суда.

— — $\delta = 0,5 \pm 0,6$, умеренные U-образные кормовые шпангоуты; — — $\delta = 0,6 \pm 0,7$, V-образные кормовые шпангоуты; — — $\delta = 0,7 \pm 0,8$, V-образные кормовые шпангоуты;

б — двухвальные суда:

— — крестовины гребных валов; — — выкружки гребных валов.

таблица VI.2. Реакция гребных винтов с различным числом лопастей на наличие в поле скоростей гармонических составляющих порядка m

Число лопастей	m																					
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	
$P_1; M_x$	3	×																				
	4	×																				
	5	×																				
	6	×																				
$P_2; P_z$	3		×																			
	4		×																			
$M_y; M_z$	5																					
	6																					

Примечание. × — гармонические составляющие поля скоростей.

данной крупнотоннажных одновальных и относительно быстроходных двухвальных судов. Приведенные данные соответствуют характерному радиусу гребного винта $r = 0,7$. Коэффициент общей полноты одновальных судов изменяется в пределах $0,5 \leq \delta \leq 0,8$, а форма кормовых шпангоутов этих судов соответствует умеренной или V-образной для $\delta = 0,5 \pm 0,6$ и V-образной для $\delta = 0,6 \pm 0,8$. Данные по двухвальным судам относятся к двум характерным формам кормовых образований: крестовинами и с выкружками гребного вала.

Характерными чертами приведенных спектров, являющимися результатом общих закономерностей формирования потока в кормовой оконечности одновальных и двухвальных судов, является, во-первых, преобладание четных гармоник в спектрах одновальных судов и, во-вторых, интенсивное уменьшение величин гармоник с увеличением их порядка в спектрах как одновальных, так и двухвальных судов.

Отсюда, имея в виду выборочное действие гребного винта, можно заключить, что в поле скоростей одновальных судов гребные винты с четным числом лопастей будут создавать относительно большие колебания упора и крутящего момента и соответственно малые колебания изгибающего момента и поперечной силы. Для гребных винтов одновальных судов с нечетным числом лопастей характерна обратная картина: значительные колебания изгибающего момента и поперечной силы и малые колебания упора и крутящего момента. Поскольку величина амплитуд отдельных гармоник уменьшается с увеличением их порядка, увеличение числа лопастей гребных винтов приводит к уменьшению создаваемых ими периодических нагрузок.

Указанные закономерности позволяют наметить некоторые способы уменьшения гидродинамических сил, вызывающих вибрацию и влияющих на надежность работы валопроводов.

Наиболее эффективным средством снижения периодических нагрузок на гребных винтах является выравнивание поля скоростей в месте расположения гребных винтов. К сожалению, это не всегда рационально, так как часто связано с ухудшением пропульсивных качеств судна. Тем не менее при проектировании кормовой оконечности следует иметь в виду следующие общие рекомендации.

Для V-образной формы кормовых шпангоутов характерны ярко выраженные пики неравномерности поля скоростей в верхней и нижней части диска винта, что приводит к более резкому различию между четными и нечетными гармониками неравномерности поля скоростей и относительноному увеличению четных гармоник. Одним из путей уменьшения этих пиков заключается в увеличении осевого зазора между гребным винтом и корпусом и переходе к открытому типу кормы. Для V-образной формы кормовых шпангоутов характерна также более значительная неравномерность поля скоростей относительно плоскости xOz , приводящая к большим

поля скоростей в тригонометрический ряд. Так, пульсации упора и крутящего момента зависят только от величины гармоник порядка mZ ($m = 1, 2 \dots$), т. е. кратных числу лопастей гребного винта; пульсационные составляющие изгибающего момента и поперечной силы определяются этими гармониками, по числу лопастей происходит их взаимное гашение. Представление о выборочном действии гребных винтов с различным числом лопастей дает табл. VI.2.

На рис. VI.7 показаны гармонические составляющие осевой неравномерности поля скоростей в месте расположения гребных винтов для типичных кормовых обра-

значениям коэффициента a_1 и, соответственно, к большой величине постоянной составляющей изгибающего момента в вертикальной плоскости, действующего в направлении, противоположном действию весового момента гребного винта.

Переход к U-образным кормовым шпангоутам, сопровождающийся возникновением кормовых скуловых вихрей, способствует, как правило, уменьшению остроизликов неравномерности поля скоростей, что приводит к уменьшению различия между четными и нечетными гармониками, а значения коэффициента a_1 перераспределяются по радиусу гребного винта таким образом, что момент M_{θ} уменьшается и даже может изменить знак. При увеличении U-образности кормовых шпангоутов интенсивность скуловых вихрей возрастает, вследствие чего увеличивается местные тангенциальные скорости в диске гребного винта и может произойти отрыв скуловых вихрей от корпуса. То и другое нежелательно как с точки зрения пропульсивных качеств судна, так и с точки зрения сил, вызывающих вибрацию.

Таким образом, умеренная V- и U-образность кормовых шпангоутов, по-видимому, является наиболее благоприятной для обеспечения невысокого уровня периодических сил и моментов на гребном винте. Во всех случаях отдаление гребного винта от корпуса (в осевом направлении) и придание кормовым образованиям осесимметричной (относительно оси гребного винта) формы является эффективным средством снижения степени неравномерности поля скоростей в диске гребного винта.

Во многих практических случаях необходимость выравнивания поля скоростей для уменьшения периодических сил и моментов на гребных винтах возникает, когда судно уже построено, и возможности изменения формы кормовых шпангоутов отсутствуют. В этих случаях положительный эффект достигается установкой над гребным винтом горизонтального крыльчатого стабилизатора, ускоряющего поток в месте расположения гребного винта, или установкой перед гребным винтом нескольких горизонтальных стабилизаторов, направленных на него поток. Показана также эффективность применения устанавливаемых перед гребным винтом радиальных крыльев (вихрегенераторов).

При заданной неравномерности поля скоростей эффективным средством уменьшения периодических сил и моментов на гребных винтах одновалных и двухвалных судов является увеличение числа лопастей гребного винта. Вопрос об увеличении числа лопастей должен решаться с учетом требований сохранения высоких пропульсивных качеств винта. Следует иметь в виду, что при больших нагрузках винта ($C_{T, A} > 2,0 \div 2,5$), соответствующих, в частности, условиям работы гребных винтов одновалных крупнотоннажных судов, увеличение числа лопастей до $Z = 6 \div 8$ практически не приводит к ухудшению коэффициента полезного действия винта.

Для снижения нагрузок, вызывающих изгибные колебания валопроводов одновалных судов, рационально применение гребных винтов с четным числом лопастей.

Эффективным средством снижения нагрузок, передаваемых гребным винтом на валопровод, является применение несимметричных направляющих насадок. У несимметричной направляющей насадки форма профиля каждого меридианального сечения отличается от остальных, а сам профиль устанавливается к оси гребного винта под своим углом, величина которого зависит от обводов корпуса судна и расположения движителя относительно него. Спроектированная надлежащим образом несимметричная насадка обеспечивает выравнивание поля скоростей в месте расположения гребного винта и значительное снижение периодических сил и моментов. Одновременно при умеренных и больших гидродинамических нагрузках движителя насадка повышает пропульсивные качества судна. Движительный комплекс с несимметричной направляющей насадкой применен на крупнотоннажных танкерах типа «Крым».

§ 25. ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ДАВЛЕНИЯ НА КОРПУСЕ СУДНА, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИМ ДЕЙСТВИЕМ ГРЕБНОГО ВИНТА

В связи с тем, что гребной винт имеет конечное число лопастей, создаваемые им в жидкости возмущения (давления, скорости) носят периодический характер. Эти возмущения реализуются на находящиеся вблизи гребного винта поверхностях

формовой оконечности корпуса и выступающих частях (рулях, кронштейнах гребных валов, ахтерштевне) в виде периодических давлений и сил, которые являются причиной общей и местной вибрации корпуса и отдельных корпусных конструкций. Поэтому в процессе проектирования судна необходимо установить, обеспечивают ли принятые в проекте элементы гребного винта, а также зазоры между винтом и корпусом, получение допустимых уровней общей и местной вибрации.

Ниже излагаются расчетные методы для определения периодических давлений в жидкости, возникающих от гидродинамического действия гребного винта. Приведенные формулы могут быть использованы для оценки внешних гидродинамических сил в расчетах вибрации, вызванной работающим гребным винтом, а также для предварительного анализа вибрационной активности различных вариантов гребных винтов и компонентов кормовой оконечности проектируемого судна.

Основными факторами, определяющими амплитуду колебаний давления в фиксированной точке внешнего поля гребного винта, являются: число лопастей винта Z , величина гидродинамической нагрузки винта, степень неоднородности натекающего на винт потока, телесность лопастей винта, степень развития кавитации на лопастях винта, удаление рассматриваемой точки внешнего поля от винта, влияние расположенной вблизи винта поверхности корпуса, а также свободной поверхности воды.

При выводе приведенных ниже формул для определения давлений принимается допущение о том, что, хотя винт является гидродинамически нагруженным и лопасти винта обладают конечной телесностью, нагрузка и толщина лопастей невелика, т.е. вызванная винтом скорость $|\omega|$ мала в сравнении со скоростью переносного движения $|\vec{v}_L| = |\vec{v}_L + \vec{\Omega} \times \vec{r}|$ (v_L — скорость поступательного движения винта; Ω — угловая скорость вращения). Жидкость считается невязкой и несжимаемой, течение обладает потенциалом. На основании этих допущений можно принять следующее:

зависимость между вызванной скоростью и обусловленным ею изменением давления в жидкости является линейной;

вызванные работой винта давления могут быть представлены суперпозицией «плывовой» (обусловленной гидродинамической нагрузкой винта) и «объемной» (обусловленной телесностью лопастей) составляющих;

сходящиеся к лопасти свободные вихри, а также присоединенные гидродинамические особенности в пределах контура лопастей располагаются по линиям тока переносного движения (по направлению скорости v_L).

Рассмотрим вначале случай, когда винт работает в однородном натекающем течении, а кавитация лопастей отсутствует. В системе координат, движущейся поступательно с винтом (рис. VI.8), линейаризованный интеграл Лагранжа имеет вид (см. § 5)

$$\frac{p - p_0}{\rho} = \left(-\frac{\partial}{\partial t} + v_L \frac{\partial}{\partial x_0} \right) \Phi, \quad (\text{VI.6})$$

где $p - p_0$ — избыточное давление в жидкости; ρ — плотность жидкости; t — время; $\Phi = \Phi_L + \Phi_T$ — потенциал течения, представляющий собой сумму двух потенциалов: обусловленного гидродинамической нагрузкой винта Φ_L и телесностью лопастей Φ_T .

Поскольку $\theta_p = \Omega t + \theta_p$ — угла поворота лопасти (см. рис. VI.8), уравнение (VI.6) приводится к виду

$$\frac{p - p_0}{\rho} = v_L \left(-\frac{\partial}{\partial x_0} + \frac{1}{\lambda_t R} \frac{\partial}{\partial \theta_p} \right) \Phi, \quad (\text{VI.7})$$

где $\lambda_t = J/\pi$ — коэффициент поступи.

Потенциал Φ_L может быть представлен в виде потенциала слоя диполей, распределенных по опорной поверхности лопасти винта A_1 и по свободной вихревой поверхности A_2 (оси диполей направлены по нормали к поверхности), а потенциал Φ_T —

* Число лопастей определяет также частоту колебаний давления (см. § 23).

в виде потенциала слоя источников — стоков, расположенных в пределах опорной поверхности лопасти A_1 :

$$\Phi_L = -\frac{1}{4\pi} \iint_{A_1 + A_2} \gamma(Q) \frac{\partial}{\partial n_Q} \frac{1}{L_{PQ}} dA; \quad (VI.8)$$

$$\Phi_T = -\frac{1}{4\pi} \iint_{A_1} q(Q) \frac{1}{L_{PQ}} dA, \quad (VI.9)$$

где $\gamma(Q)$ и $q(Q)$ — соответственно интенсивности распределения диполей и источников-стоков; Q — точка на винтовой поверхности, в которой находится гидродинами-

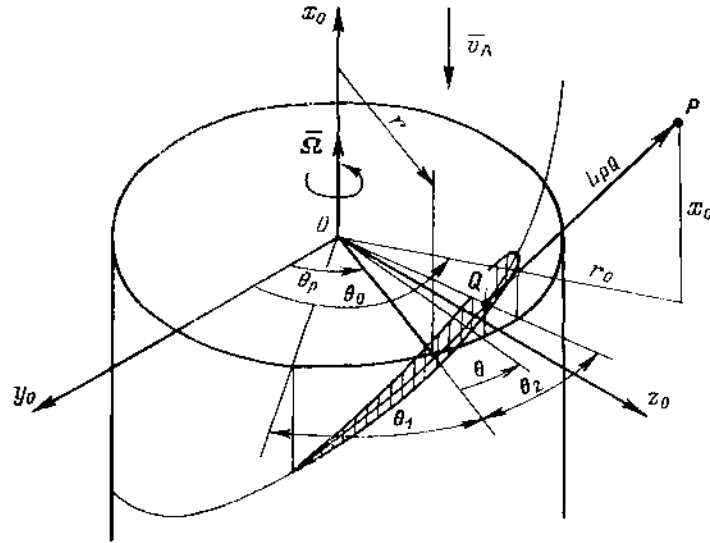


Рис. VI.8. Система координат для расчета периодических давлений.

ческая особенность; L_{PQ} — расстояние между точками P и Q ; P — точка, в которой определяется потенциал вызванных скоростей; n_Q — нормаль к винтовой поверхности в точке Q .

Можно показать, что в пределах сделанных выше допущений давление в жидкости, вызванное гидродинамической нагрузкой винта, зависит только от распределения нагрузки по опорной поверхности A_1 . Ограничимся рассмотрением относительно простого случая, когда опорная поверхность лопасти стянута в радиальную линию (случай представления лопасти как несущей линии). Выражение для потенциала Φ_L имеет вид

$$\Phi_L = -\frac{\Omega}{4\pi} \int_0^R \Gamma(r) (r^2 + \lambda_t^2 R^2)^{\frac{1}{2}} \times \int_0^\infty \frac{\partial}{\partial n_Q} \frac{dt dr}{[(x_0 + v_A t)^2 + r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\theta_p - \theta_0 - \Omega t)]^{\frac{1}{2}}}, \quad (VI.10)$$

где $\Gamma(r)$ — циркуляция скорости вокруг лопасти на радиусе r ; t — время.

Подставляя (VI.10) в (VI.7) и производя замену переменной $s = x_0 + v_A t$, получаем

$$\frac{p_L - p_0}{\rho} = -\frac{\Omega}{4\pi} \int_0^R \Gamma(r) (r^2 + \lambda_t^2 R^2)^{\frac{1}{2}} \int_0^\infty \frac{\partial}{\partial n_Q} \left(-\frac{\partial}{\partial x_0} + \frac{1}{\lambda_t R} \frac{\partial}{\partial \theta_p} \right) \times \frac{1}{ds dr} \frac{1}{\left[s^2 + r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos\left(\theta_p - \theta_0 - \frac{s}{\lambda_t R} + \frac{x_0}{\lambda_t R}\right) \right]^{\frac{1}{2}}}. \quad (VI.11)$$

Операция

$$\left(-\frac{\partial}{\partial x_0} + \frac{1}{\lambda_t R} \frac{\partial}{\partial \theta_p} \right) \frac{1}{\left[s^2 + r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos\left(\theta_p - \theta_0 - \frac{s}{\lambda_t R} + \frac{x_0}{\lambda_t R}\right) \right]^{\frac{1}{2}}}$$

для всех s , кроме $s = x_0$, дает нуль, так как при дифференцировании $\cos\left(\theta_p - \theta_0 - \frac{s}{\lambda_t R} + \frac{x_0}{\lambda_t R}\right)$ по θ_p и x_0 получаем одинаковые члены с обратными знаками. Отсюда следует, что выражение (VI.11) имеет вид

$$\frac{p_L - p_0}{\rho} = -\frac{\Omega}{4\pi} \int_0^R \Gamma(r) (r^2 + \lambda_t^2 R^2)^{\frac{1}{2}} \times \frac{\partial}{\partial n_Q} \frac{1}{\left[x_0^2 + r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\theta_p - \theta_0) \right]^{\frac{1}{2}}} \Big|_{s=x_0} dr. \quad (VI.12)$$

Имея в виду, что $\frac{\partial}{\partial n_Q} = (r^2 + \lambda_t^2 R^2)^{-\frac{1}{2}} \left(-r \frac{\partial}{\partial x_0} + \frac{\lambda_t R}{r} \frac{\partial}{\partial \theta_p} \right)$, после

умножения по числу лопастей Z и приведения выражения (VI.12) к безразмерному виду получим

$$\bar{p}_L = -\sum_{k=1}^Z \int_0^1 G(\bar{r}) \frac{(\bar{r}/\lambda_t) \bar{x}_0 + \bar{r}_0 \sin(\theta_0 - \theta_k)}{\left[\bar{x}_0^2 + \bar{r}^2 + \bar{r}_0^2 - 2\bar{r}\bar{r}_0 \cos(\theta_0 - \theta_k) \right]^{\frac{1}{2}}} d\bar{r}, \quad (VI.13)$$

$\bar{r} = \frac{r - r_0}{\rho v_A / 2}$; $G = \frac{\Gamma}{\pi v_A \bar{r}}$; $\theta_k = \theta_p + (2\pi/Z)(k-1)$, а линейные размеры отнесены к радиусу винта.

Выражение (VI.13) показывает, что силовая составляющая давления определяется только циркуляцией присоединенных вихрей. Это является следствием допущения о том, что сходящие с лопасти свободные вихри располагаются по линиям тока переносного движения. Обобщение этого выражения на случай, когда лопасти представляются в виде участков опорной винтовой поверхности конечной ширины, дает

$$p_L = - \sum_{k=1}^Z \int_0^1 \int_{\theta_k}^{\theta_0} g(\bar{r}, \theta) (r^2 + \lambda_t^2)^{\frac{1}{2}} \times \\ \times \frac{(\bar{r}/\lambda_t)(\bar{x}_0 - \lambda_t \theta) + \bar{r}_0 \sin(\theta_0 - \theta_k - \theta - \theta)}{[(x_0 - \lambda_t \theta)^2 + \bar{r}^2 + \bar{r}_0^2 - 2\bar{r}\bar{r}_0 \cos(\theta_0 - \theta_k - \theta - \theta)]^{\frac{3}{2}}} d\theta \bar{d}r, \quad (VI.14)$$

где $g(\bar{r}, \theta)$ — интенсивность распределения циркуляции по поверхности лопасти; $\theta_1(r)$ и $\theta_2(r)$ — угловые координаты выходящей и входящей кромок лопастей; $\theta(r)$ — угол откидки контура (измеряется в плоскости диска винта, положительное направление соответствует правому вращению).

Объемная составляющая давления определяется потенциалом скоростей Φ_T [см. (VI.9)]. Если для нахождения интенсивностей источников использовать известное линейное соотношение $q(Q) = |v_E| \frac{d\eta_e}{d\xi}$, где $\frac{d\eta_e}{d\xi}$ — изменение местной толщины профиля цилиндрического сечения лопасти по хорде, то выражение для потенциала Φ_T запишется в виде

$$\Phi_T = \frac{v_A R}{2\pi} \int_0^1 \int_{\theta_k}^{\theta_0} \frac{\partial \bar{\eta}_e}{\partial \theta} \frac{(r^2 + \lambda_t^2)^{\frac{1}{2}}}{\lambda_t} \times \\ \times \frac{d\theta \bar{d}r}{[(x_0 - \lambda_t \theta)^2 + \bar{r}^2 + \bar{r}_0^2 - 2\bar{r}\bar{r}_0 \cos(\theta_0 - \theta_k - \theta - \theta)]^{\frac{1}{2}}} \quad (VI.15)$$

или, после подстановки (VI.15) в (VI.7), для винта в целом

$$\bar{p}_T = - \sum_{k=1}^Z \int_0^1 \int_{\theta_k}^{\theta_0} \frac{\partial \bar{\eta}_e}{\partial \theta} \frac{(r^2 + \lambda_t^2)^{\frac{1}{2}}}{\pi \lambda_t} \times \\ \times \frac{\bar{x}_0 - \lambda_t \theta + (\bar{r}/\lambda_t) \bar{r}_0 \sin(\theta_0 - \theta_k - \theta - \theta)}{[(x_0 - \lambda_t \theta)^2 + \bar{r}^2 + \bar{r}_0^2 - 2\bar{r}\bar{r}_0 \cos(\theta_0 - \theta_k - \theta - \theta)]^{\frac{3}{2}}} d\theta \bar{d}r, \quad (VI.16)$$

где $\frac{\partial \bar{\eta}_e}{\partial \theta}$ — изменение местной толщины профиля цилиндрического сечения лопасти по угловой координате θ .

При работе гребного винта в неоднородном натекающем потоке и малой его гидродинамической нагрузке связь между давлением в жидкости и интенсивностью присоединенных вихрей носит «квазистационарный» характер: давление связано с циркуляцией такой же зависимостью, как и при работе винта в однородном потоке. Это означает, что для расчета силовой составляющей давления, на которую неоднородность натекающего потока оказывает наиболее существенное влияние, могут быть использованы приведенные выше соотношения, в частности формула (VI.13), однако циркуляция $\Gamma(r, \theta_p)$ при этом должна определяться с учетом нестационарности обтекания лопастей. Для приближенных оценок допустимо использование значений $\Gamma(r, \theta_p)$, определенных на основании квазистационарного расчета.

Кавитация оказывает наиболее существенное влияние на поле создаваемых гребным винтом периодических давлений. Частотный спектр давлений, обусловленных кавитацией, очень широк, однако только самые низкие частоты (лопастная и несколько кратных ей гармоник) имеют значение с точки зрения вибрационной активности гребного винта. Величина периодических давлений на этих частотах определяется объемом образующихся на лопастях кавитационных каверн.

Если кавитирующий гребной винт работает в однородном потоке, то объем кавитационных каверн остается постоянным во времени. Можно считать, что в этом случае кавитация приводит как бы к увеличению эффективного объема лопастей, вызывая появление соответствующей дополнительной объемной составляющей давления. Вычисление этой составляющей может быть выполнено таким же способом, что и для некавитирующего винта [см. формулу (VI.16)] с той лишь разницей, что объем вытесняемой винтом жидкости будет определяться объемом образовавшихся на лопастях каверн.

В неоднородном потоке размеры кавитационной каверны изменяются в зависимости от углового положения лопасти. Эти изменения нарушают условие замкнутости распределения гидродинамических особенностей по поверхности лопасти, которое выполняется для винта, работающего в однородном потоке, $\int_{A_1} q(Q) dA = 0$,

что эквивалентно появлению дополнительных взаимно некомпенсированных источников и изменению закона затухания давлений с расстоянием.

Потенциал скоростей, вызванных возникновением кавитационных каверн и их пульсацией, может быть найден из (VI.9):

$$\Phi_C = - \frac{1}{4\pi} \int_{r_c}^R \int_{\theta_c^*}^{\theta_c^*} q(r, \theta, t) (r^2 + \lambda_t^2 R^2)^{\frac{1}{2}} \times \\ \times \frac{d\theta \bar{d}r}{[(x_0 - \lambda_t R \theta)^2 + r^2 + r_0^2 - 2r r_0 \cos(\theta_0 - \theta_p - \theta - \theta)]^{\frac{1}{2}}}, \quad (VI.17)$$

где $r_c \leq r \leq R$ — зона распространения кавитации в радиальном направлении; $\theta_c^* \leq \theta \leq \theta_c^*$ — зона распространения кавитации в направлении угловой координаты.

Нестационарная интенсивность источников находится из соотношения

$$q = \frac{\partial \eta_{ec}}{\partial t} - v_e \frac{\partial \eta_{ec}}{\partial \xi} = \frac{v_A}{\lambda_t R} \left(\frac{\partial \eta_{ec}}{\partial \theta_p} - \frac{\partial \eta_{ec}}{\partial \theta} \right), \quad (VI.18)$$

где $\eta_{ec}(r, \theta, \theta_p)$ — местная толщина кавитационной каверны; ξ — ось, совпадающая с хордой цилиндрического сечения лопасти.

После подстановки (VI.17) и (VI.18) в (VI.7) и суммирования по числу лопастей винта получим

$$\bar{p}_c = \sum_{k=1}^Z \int_{\bar{r}_c}^1 \int_{\theta'_c}^{\theta''_c} \left(\frac{\partial \bar{\eta}_{ec}}{\partial \theta} - \frac{\partial \bar{\eta}_{ec}}{\partial \theta} \right) \frac{(\bar{r}^2 + \lambda_t^2)^{\frac{1}{2}}}{2\pi \lambda_t} \times \\ \times \frac{\bar{x}_0 - \lambda_t \theta + (\bar{r}/\lambda_t) \bar{r}_0 \sin(\theta_0 - \theta_k - \theta - \vartheta)}{[(x_0 - \lambda_t \theta)^2 + \bar{r}^2 + \bar{r}_0^2 - 2\bar{r}\bar{r}_0 \cos(\theta_0 - \theta_k - \theta - \vartheta)]^{\frac{3}{2}}} d\theta d\bar{r}. \quad (\text{VI.19})$$

Формулы (VI.14), (VI.16) и (VI.19) определяют составляющие давления, обусловленные гидродинамической нагрузкой, телесностью лопастей и кавитацией (если таковая есть) гребного винта. Общее избыточное давление в фиксированной точке жидкости находится суммированием составляющих: $\bar{p} = \bar{p}_L + \bar{p}_T + \bar{p}_C$.

Это давление, как периодическая функция угла поворота лопасти, может быть представлено рядом Фурье вида

$$\bar{p} = \frac{\bar{p}_0}{2} + \sum_{m=1}^{\infty} (\bar{p}_m^c \cos mZ\theta_p + \bar{p}_m^s \sin mZ\theta_p), \quad (\text{VI.20})$$

где

$$\frac{\bar{p}_m^c}{\bar{p}_m^s} = \frac{Z}{\pi^2 \lambda_t} \int_{-\pi}^{\pi} \int_{\theta_1}^1 \int_{\theta_2}^{\theta_2} \frac{F_1(\bar{x}_0 - \lambda_t \theta) + F_2 \bar{r}_0 \sin(\theta_0 - \theta_p - \theta - \vartheta)}{[(x_0 - \lambda_t \theta)^2 + \bar{r}^2 + \bar{r}_0^2 - 2\bar{r}\bar{r}_0 \cos(\theta_0 - \theta_p - \theta - \vartheta)]^{\frac{3}{2}}} \times \\ \times (\bar{r}^2 + \lambda_t^2)^{\frac{1}{2}} \left\{ \begin{array}{l} \cos mZ\theta_p \\ \sin mZ\theta_p \end{array} \right. d\theta d\bar{r} d\theta_p; \quad (\text{VI.21})$$

$$\left. \begin{array}{l} F_1 = \pi \bar{r} g + F_3; \quad F_2 = \frac{\bar{r}}{\lambda_t} \left(\frac{\pi \lambda_t^2}{\bar{r}} g + F_3 \right); \\ F_3 = \frac{\partial}{\partial \theta} (\bar{\eta}_e + \bar{\eta}_{ec}) = \frac{\partial \bar{\eta}_{ec}}{\partial \theta_p}. \end{array} \right\} \quad (\text{VI.22})$$

В общем случае расчет функций F_i достаточно сложен, так как для его выполнения необходимо знать распределение циркуляции $g(\bar{r}, \theta, \theta_p)$ по поверхности лопасти винта, работающего в неоднородном потоке, а также размеры и форму кавитационных каверн в каждом угловом положении лопасти.

Для сравнительных расчетов может быть применена упрощенная схема, основанная на введении дополнительных предположений, а именно:

распределение циркуляции по радиусу винта вычисляется квазистационарным методом;

распределение циркуляции по хорде лопасти считается равномерным;

профили цилиндрических сечений лопасти представляют собой симметричные двояковыпуклые двугольники, образованные дугами окружности, причем максимальная толщина двугольника равна максимальной толщине лопасти на рассматриваемом радиусе, а длина двугольника равна длине хорды сечения;

габаритные размеры кавитационных каверн (длина и максимальная толщина) в каждом угловом положении лопасти считаются известными (из эксперимента или отдельного теоретического расчета);

контур каверны на заданном радиусе образован дугой окружности, причем максимальная толщина этой схематизированной каверны равна максимальной толщине реальной каверны.

В этом случае выражения для F_i приводятся к виду

$$\left. \begin{array}{l} F_1 = \frac{\pi \bar{r}}{b} G + F_3; \quad F_2 = \frac{\bar{r}}{\lambda_t} \left(\frac{\pi \lambda_t^2}{\bar{r} b} G + F_3 \right); \\ (\bar{r}^2 + \lambda_t^2)^{\frac{1}{2}} \left[\frac{2}{b} (\bar{r}^2 + \lambda_t^2)^{\frac{1}{2}} \left(\delta + \frac{\delta_c}{b_c^2} \right) \delta - \frac{\delta_c}{b_c^2} (1 - \delta_c) \right] \frac{\partial \bar{e}_c}{\partial \theta_p}, \end{array} \right\} \quad (\text{VI.23})$$

где $G(\bar{r}, \theta_p)$ — безразмерная циркуляция скорости, вычисленная для различных угловых положений лопасти; $b(\bar{r})$ — длина хорды цилиндрического сечения лопасти; $\delta(\bar{r})$ — относительная толщина цилиндрического сечения лопасти; $\delta_c(\bar{r}, \theta_p) = \delta(\bar{r})/b$ — относительная толщина каверны ($e_c(\bar{r}, \theta_p)$ — максимальная толщина каверны); $b_c(\bar{r}, \theta_p) = b_c(\bar{r}, \theta_p)/b$ — относительная длина каверны.

Предполагается, что функции $e_c(\bar{r}, \theta_p)$, $b_c(\bar{r}, \theta_p)$ и $\frac{\partial e_c}{\partial \theta_p}$ являются заданными.

Формулы (VI.21)–(VI.23) позволяют рассчитать давления как для кавитирующего, так и для некавитирующего гребного винта. В последнем случае $e_c = b_c = 0$. Если винт работает в однородном потоке, то $G(\theta_p) = \text{const}$, $b_c(\theta_p) = \text{const}$, $e_c(\theta_p) = \text{const}$.

При выводе приведенных выше формул предполагалось, что гребной винт работает в безграничной жидкости и в отсутствии вблизи него поверхности корпуса судна. Присутствие корпуса и близость свободной поверхности воды накладывают дополнительные граничные условия на потенциал вызванных скоростей винта (см.

рис. 1): $\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0$ на поверхности корпуса; $p = \text{const} = p_a$ на свободной поверхности,

где n — нормаль к поверхности корпуса; p_a — атмосферное давление, что приводит к изменению амплитудных значений давлений.

Влияние присутствия корпуса оценивается так называемым коэффициентом влияния стенки, показывающим, во сколько раз истинная амплитуда силы на поверхности корпуса, возникающей от действия периодических давлений, превосходит ее величину, определенную без учета указанного граничного условия. Величина коэффициента влияния стенки находится в пределах от 1 до 2 и зависит от ориентации рассматриваемого участка поверхности относительно гребного винта. Для пластины, параллельной оси винта, коэффициент влияния стенки равен 2. В настоящее время значение коэффициента влияния стенки, как правило, не используется в практических расчетах поверхностных сил для реальных судовых обводов. Очевидно, что возникающая при этом ошибка будет наименьшей для случая бортового расположения винтов; для одновальных судов такой прием приводит к завышению амплитуд поверхностной силы, в особенности ее проекции на ось x .

Каких-либо количественных данных о влиянии свободной поверхности воды на величину периодических давлений в настоящее время нет. Можно лишь предположить, что поскольку при традиционном расположении гребных винтов на водоземных судах свободная поверхность воды удалена от винтов значительно больше, то влияние поверхности корпуса, ее влияние на величину возникающих на поверхности корпуса давлений будет несущественным.

Ходен и другие исследователи [88] предложили приближенные формулы для оценки амплитудных значений давлений на поверхности корпуса судна, вызванных вращением гребного винта. Для получения этих формул был произведен регрессионный анализ результатов расчетов периодических давлений и измерений их в натурных условиях, выполненных для 72 судов.

Формула для оценки амплитуды периодических давлений на лопастной частоте вращаемых некавитирующим гребным винтом, имеет вид (в паскалях)

$$\Delta p_0 = 121 \rho n^2 D^2 \frac{1}{Z^{1.33}} \left(\frac{c_{0,9}}{D} \right)^{1.33} \frac{1}{(d/R)^{11}}, \quad (\text{VI.24})$$

ГРЕБНОЙ ВИНТ КАК ИСТОЧНИК ШУМНОСТИ

где $H = 1,8 + 0,4 (d/R)$ для $d/R \leq 2,0$; $H = 2,8$ для $d/R > 2,0$; $e_{0,9}$ — максимальная толщина лопасти на относительном радиусе $r = 0,9$; d — расстояние от точки, находящейся на относительном радиусе 0,9 в зоне максимального попутного потока, до точки на корпусе судна, в которой вычисляется давление.

Периодические давления (в паскалях), изменяющиеся с лопастной частотой и вызванные кавитацией гребного винта, предлагается рассчитывать по формуле

$$\Delta p_c = 0,56 \rho n^2 D^2 (J_1 - J_M) f_2 \frac{1}{\sigma^{0,5}} \frac{1}{(d/R)^H}, \quad (VI.25)$$

где $H = 1,7 - 0,7 (d/R)$ для $d/R < 1,0$; $H = 1,0$ для $d/R \geq 1,0$.

Входящие в формулу (VI.25) коэффициенты вычисляются следующим образом: $J_M = v(1 - \varphi_{\max})/nD$ — относительная поступь, соответствующая максимальному значению номинального попутного потока в области $r = 0,9 \div 1,0$;

$J_1 = J_0 + \Delta J$, где J_0 — относительная поступь, соответствующая среднему расчетному значению попутного потока; ΔJ — поправка, учитывающая влияние различия в степени развития кавитации винта с заданным числом лопастей, дисковым отношением и длиной хорды сечения лопасти на относительном радиусе $r = 0,9$ в сравнении с базовым винтом; $\Delta J = \Delta K_T \frac{1}{\Delta K_T / \Delta J}$.

Значения $\Delta K_T / \Delta J$ зависят от числа лопастей винта:

Z	3	4	5	6
$\Delta K_T / \Delta J$	0,32	0,36	0,42	0,48

Коэффициент ΔK_T вычисляется по формуле $\Delta K_T = \frac{f_1 - 1,0}{f_1} K_T$, где K_T — коэффициент упора винта на расчетном режиме; f_1 определяется соотношением $f_1 = \frac{(A_E/A_0)N \cdot 2,13D}{(b_{0,9})AZ}$, где $(b_{0,9})AZ$ — длина хорды цилиндрического сечения лопасти на относительном радиусе 0,9;

$$\left(\frac{A_E}{A_0}\right)_N = \frac{T_0}{4} \frac{1}{0,5\rho v_{0,7}^2 (0,235\sigma + 0,063) [1,067 - 0,23 (P/D)_{0,8}]}; \quad (VI.26)$$

T_0 — упор винта; $v_{0,7}$ — окружная скорость на относительном радиусе 0,7; $(P/D)_{0,8}$ — шагавое отношение на относительном радиусе 0,8; $\sigma = \frac{(h_a + 10,4) \cdot 1000}{0,5\rho v_{0,7}^2}$ — число кавитации; h_a — заглубление оси винта, м.

Входящий в формулу (VI.25) коэффициент f_2 определяется отношением $f_2 = (Pf)_{0,95} / (Pf)_{0,80}$, где P и f — соответственно шаг и стрелка прогиба средней линии профиля сечения лопасти на относительных радиусах 0,95 и 0,80.

При известных значениях Δp_0 и Δp_c результирующее давление находится из соотношения

$$\Delta p = \left[\Delta p_0^2 + \Delta p_c^2 - 2\Delta p_0 \Delta p_c \cos(180 - \varphi) \right]^{1/2}, \quad (VI.27)$$

где $\varphi = Z [25 - \arctg(z/y)]$; z и y — координаты рассматриваемой точки в плоскости диска винта.

Формулы (VI.24)–(VI.25) целесообразно использовать для оценки максимальных значений периодических давлений вблизи винта.

§ 26. ОСНОВНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИЧИНЫ, ВЫЗЫВАЮЩИЕ ШУМ ГРЕБНОГО ВИНТА

С развитием судостроения вопросам шумности в судовых помещениях и внешней подводной шумности оказывают все большее внимание при проектировании новых судов. В ряду многочисленных источников внутрисудовой шумности, таких как главные энергетические установки, вспомогательные судовые механизмы, системы вентиляции и водоснабжения, устройства забора и сброса воды и воздуха, одним из наиболее значительных является гребной винт, расходующий основную часть мощности главной энергетической установки судна. Уровни шумности в пассажирских помещениях и помещениях команды регламентируются требованиями санитарных правил, удовлетворение которых представляет собой сложную техническую задачу¹.

В качестве примера на рис. VII.1 приведены уровни шума в пассажирских помещениях трех судов различных типов: пассажирского (1), грузового (2) и суперлинкера (3) [81]. Во всех трех случаях источником шумности является гребной винт. Для сопоставления пунктиром показаны отечественные нормы шумности по С11 416–62 для служебных помещений (кривая 4) и голландские нормы для пассажирских помещений (кривая 5).

Особо неблагоприятной и трудноустраняемой оказывается шумность в нижних октавах звукового диапазона с центральной частотой 63 и 125 Гц. Меры шумозащиты помещений, применяемые в корпусных связях и среде шумопоглощения внутри помещений [39], для этих спектров сложны и малоэффективны. Поэтому наиболее действенным здесь является борьба с шумом в источнике путем исключения интенсивного излучения гребного винта, связанного с образованием на его дисках различных форм и стадий кавитации, а также с низкочастотными изменениями облезов каверн на лопастях гребного винта, работающего в неоднородном потоке [3]. Помимо самых строгих норм требования к уровням шумности возникают в связи с применением непрерывно усложняющегося технологического оборудования. Это, в частности, относится к внешней подводной шумности рыбопромышленных судов, судов по освоению и разработке недр морского дна и многих других плаверств, использующих современные гидроакустические системы для эхолотирования, навигации, телеметрии, связи и управления.

Внешняя, т. е. ходовая, подводная шумность судна на достаточном от него расстоянии является важным фактором во многих отношениях. В настоящее время интенсивность судоходства и насыщенность судов гидроакустической аппаратурой достигли такого уровня, при котором производимое судами подводное акустическое из-

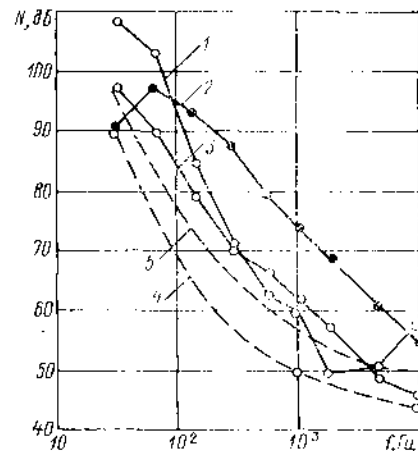


Рис. VII.1. Октавный спектр уровней шума относительно 20 мкПа в пассажирских и служебных помещениях судов.

¹ Критерии допустимых уровней шумности представлены в Санитарных правилах для СССР 1962 г. (С11 416–62) и закреплены в соответствующих государственных стандартах [39]. Аналогичные правила для судов всех типов приняты за рубежом.

лучение во многих случаях определяет уровни шумов моря [100]. Кроме экологических аспектов этого положения, важно и то, что стали ощутимыми перегрузки частотных каналов работы гидроакустического оборудования.

Потребности снижения внешней ходовой шумности морских транспортных средств во многом удовлетворяются на базе использования достижений военного кораблестроения в период второй мировой войны, которые получили освещение в ряде общедоступных публикаций [76]. В последние годы развитию этого направления уделяли внимание Международные конференции опытовых бассейнов (МКОБ), включившие проблемы шумности гребных винтов и ее моделирования в число регулярно рассматриваемых вопросов [99].

Выше отмечалась определяющая роль гребного винта среди источников шумности судна. Как и механизмы корабля, гребной винт производит излучение во внешнее поле, вызывая вибрацию различных элементов корпуса. Но в отличие от механизмов, гребной винт производит излучение в воду непосредственно поверхностями своих лопастей, а также порождает центры шумозлучения в потоке жидкости при кавитации.

Специфика вопросов шумности судовых гребных винтов существенно усложняет задачу подбора справочного материала, который отвечал бы практическим запросам конструкторов. Помимо прочего, эта трудность обусловлена изменчивостью шумности гребных винтов при малых отступлениях от прототипов, вследствие чего задачи, решаемые конструкторами, как правило, требуют привлечения модельных исследований и трудоемких расчетов на ЭВМ. Поэтому приведенная в настоящей главе информация о шумности, вызванной работой гребных винтов, касается главным образом принципиальных вопросов физики этих процессов. В ней содержатся также общие рекомендации по мерам снижения шумности и ограниченное число преимущественно эмпирических формул для расчетов ее оценок.

Механизмы шумообразования на ходу судна многообразны. Так, при кавитации могут возникать местные скорости, равные скорости звука в воде и сопровождающиеся образованием ударных волн. В основном же скорости, сопутствующие движению судна, малы по отношению к скорости звука и практически все остальные механизмы шумозлучения обусловлены колебательными или автоколебательными процессами, например гармоническими колебаниями с дискретными частотами, приводящими к образованию в спектре дискретных гармонических рядов. Имеется также большое число процессов шумообразования случайного характера, что сопровождается достаточно высокими уровнями в сплошной части спектра.

Основной наиболее употребительной мерой шумности судна являются уровни спектра мощности в широком диапазоне частот, включающем инфразвук с полосой частот 1—10 Гц; звук с полосой 10—10 000 Гц; ультразвук с полосой 10—100 кГц. Акустическая волна переносит механическую энергию в форме кинетической энергии перемещения частиц среды и потенциальной энергии упругих деформаций этой среды. В качестве энергетической меры излучения используется так называемая интенсивность волны

$$I = p^2/\rho c, \quad (\text{VII.1})$$

где p — давление; ρ — плотность среды; c — скорость звука (в воде $c \approx 1500$ м/с).

На поверхности воды среднее атмосферное давление равно 1 ата $\approx 10^5$ мкПа. В системе СИ в качестве единицы акустического давления в воде принят 1 мкПа, составляющий одну стотысячную долю атмосферы. Чтобы представить себе это значение образно, можно выразить 1 мкПа в миллиметрах водяного столба гидростатического давления. Нетрудно видеть, что 1 мкПа $\approx 10^{-2}$ мм вод. ст. т. е. одной десяти тысячной микрометра водяного столба.

Поскольку существуют процессы, в которых акустическое давление вблизи источника может достигать и долей атмосферы, диапазон изменения интенсивности шумов оказывается настолько широким, что для ее описания становится необходимым применение логарифмической (децибелльной) шкалы. В этом случае две интенсивности I_1 и I_2 отличаются на

$$N = 10 \lg I_1/I_2, \quad (\text{VII.2})$$

где N измеряется в децибелах (дБ). В качестве эталонной в системе СИ рекомендована интенсивность волны, в которой звуковое давление равно 1 мкПа, при этом уро-

вень звуковой волны по ее интенсивности равен $N_{\text{СИ}} = 20 \lg p$, где p представляется в мкПа. В слуховой акустике известен предел слышимости по звуковому давлению, который считают равным 20 мкПа. Принятие его за единицу акустического давления дает $N_0 = N_{\text{СИ}} - 26$. В отечественной практике, если не оговаривается особо, подводная шумность часто также исчисляется по отношению к давлению в 20 мкПа.

Для подводной шумности характерным является падение акустического давления по мере удаления от источника (по законам сферической или цилиндрической волны либо по более сложным законам). Ввиду этого для характеристики излучения источника принято параллельно с интенсивностью указывать фактическое либо стандартное расстояние, на котором произведено измерение или к которому приведен результат измерения.

В качестве стандартного расстояния приведения в системе СИ используется 1 м. В отечественной практике часто применяется дистанция приведения 50 м. Если, как это обычно принято, приведение осуществляется по сферическому закону рассеяния $p \sim \frac{1}{r}$, то $N_1 - N_{50} = 20 \lg 50 \approx 34$ дБ.

С учетом сказанного о соотношении пороговых давлений и дистанций приведения для перехода от уровней, применяемых в настоящее время в отечественной практике, к рекомендованным в системе СИ при одинаковой ширине полосы анализа они должны быть повышены на $26 \pm 34 - 60$ дБ.

При отсутствии других источников шумности уровень дискретного излучения зависит от ширины полосы анализа. Уровень же интенсивности излучения со сплошным спектром существенно меняется с изменением ширины полосы используемого анализа. Исходя из случайного распределения фаз при сплошном спектре излучения можно определить суммарную интенсивность двух источников как их арифметическую сумму. Это означает, что суммарное давление от двух или более источников равно корню квадратному из суммы квадратов давлений. Суммируя интенсивность источников со сплошным спектром в ограниченной полосе, можно получить

$$N_{\Delta f_1} = N_{\Delta f_2} + 10 \lg \frac{\Delta f_1}{\Delta f_2}, \quad (\text{VII.3})$$

где f_1 и f_2 — нижняя и верхняя граничные частоты соответственно. Применительно к реальным спектрам, содержащим дискретные составляющие, плавно меняющуюся сплошную часть (белый шум), а также узкополосные составляющие с непрерывным спектром, пересчеты с одной полосы анализа на другую могут содержать принципиальные трудности. Поэтому применение спектров плотности в полосе 1 Гц является удобным главным образом для характеристики излучений со сплошным спектром, но становится малоэффективным при наличии линейчатых дискретных и узкополосных спектров.

Для излучения со сплошным спектром связь спектральной плотности с широко применяемыми спектрами, имеющими частотно-зависимую полосу анализа, определяется формулой

$$N_q = G - k_q + 10 \lg f, \quad (\text{VII.4})$$

где N_q — уровень в частотно-зависимой полосе; G — спектральная плотность; k_q — поправка на ширину полосы. Индекс $q = 1$ для октавного, $q = 2$ для полуоктавного, $q = 3$ для третьоктавного спектра. Связи между частотами f_1, f_2 , центральной частотой f_m и шириной полосы анализа характеризуются соотношениями

$$f_2 = 2^{1/q} f_1; \quad f_m = \sqrt{f_1 f_2} = 2^{1/2q} f_1; \\ N_1 = f_2 - f_1 = (2^{1/q} - 1) f_1 = \frac{2^{1/q} - 1}{2^{1/2q}} f_m.$$

Поправка на ширину полосы равна

$$k_q = 10 \lg \frac{\Delta f}{f_m} = 10 \lg \frac{2^{1/q} - 1}{2^{1/2q}}.$$

Приближенно ее можно вычислить по формуле $k_q \approx 2q$.

Выделяют следующие четыре основные составляющие ходовой подводной шумности судна, связанные с работой гребного винта, по существу различающиеся по механизму шумозлучения: кавитационный шум; звук и шум вращения; корпусные переизлучения динамических нагрузок гребного винта; «шлеп» гребного винта. Гребной винт как источник шумности внутри судовых помещений характеризуется этими же четырьмя механизмами шумозлучения. Вопросы распространения падаемых колебаний внутрь помещений через воду и корпусные конструкции пашли подробное освещение в [54], где также приведены сведения о методах снижения и прогнозирования такой шумности на стадиях проектирования судов. Необходимые при этом характеристики винта как источника динамических нагрузок на гребном валу и на внешней поверхности корпуса судна и его выступающих частей могут быть уточнены по данным, приведенным в гл. VI.

Механизмы гавитационной шумности связаны с образованием, колебаниями и захлопыванием каверн, представляющих собой разрывы сплошности воды. При этом скорости движения лопасти могут быть весьма далекими от скорости звука, так же как может не возникать каких-либо колебательных, нестационарных движений на твердых границах.

Звук вращения, напротив, является следствием периодической нестационарности в тех или иных, внешних для гребного винта, граничных условиях. Особенностью основного механизма образования звуко- и шумозлучения в этом случае является то, что сам винт может не испытывать колебаний, но сила его взаимодействия с потоком содержит переменную часть, образующуюся под воздействием неоднородности или нестационарности набегающего потока.

Противоположная ситуация имеет место в механизме шумности, появляющейся при вынужденных колебаниях различных корпусных конструкций, в том числе упругих колебаниях лопастей гребного винта, возникающих под действием динамических нагрузок, представляющих собой пульсации относительно среднего упора и момента гребного винта.

Явление «шлепа» гребных винтов связывают с упругими автоколебаниями лопастей, которые могут возникать как в неоднородном, так и в однородном потоке при определенных соотношениях частоты и интенсивности вихревых дорожек в следе за лопастью, с частотами и формами собственных колебаний лопасти.

Кроме указанных основных составляющих шумности гребных винтов, могут быть названы и другие явления, которые также сопровождаются шумообразованием или шумозлучением гребного винта. К их числу может быть отнесено шумозлучение, обусловленное пульсациями в пограничном слое, попаданием в диск винта пузырьков воздуха, конечной жесткостью лопастей и их колебаниями при вращении, нарушением геометрии винта.

Этот список, по-видимому, мог бы быть продолжен, однако в настоящее время актуальными считают выделенные четыре основных механизма шумообразования.

§ 27. ЗВУК ВРАЩЕНИЯ ГРЕБНОГО ВИНТА

Как показано в гл. VI, вблизи вращающегося гребного винта, кавитирующего или свободного от кавитации, образуется переменное во времени, т. е. нестационарное, поле давлений. Причиной этому являются неоднородности и нестационарности набегающего на гребной винт потока, конечность числа лопастей, их телесность. Поле давлений вблизи винта было бы переменным во времени и в том случае, если бы вода была несжимаемой и образование звуковых волн в ней было бы исключено. Однако такие колебания гидродинамического давления при удалении от винта, как известно, затухают очень быстро. В реальных условиях объемной сжимаемости воды нестационарность поля давлений вблизи гребного винта неизбежно вызывает образование акустических волн сжатия и разрежения, которые распространяются на большие расстояния и затухают за счет рассеяния сравнительно медленно — обратно пропорционально первой степени расстояния от гребного винта.

В целом образующаяся при этом картина акустических излучений, именуемых звуком вращения [3], крайне сложна. При более детальном ее рассмотрении удается выяснить, что эффективность излучения в дальнем акустическом поле сильно снижается по мере увеличения порядка акустической особенности, которой соответствует то или иное излучение [54]. Так, наибольшей эффективностью обладало бы моно-

льное излучение, соответствующее колебаниям объемов. В условиях отсутствия кавитации и с учетом реальной жесткости материала гребного винта монополюсное излучение не наблюдается.

Следующим по эффективности является дипольное излучение, которое эквивалентно излучению переменной во времени сосредоточенной силы, приложенной в жидкости в точке. Это излучение характерно главным образом для некавитирующего гребного винта.

Эффективность излучения более высоких порядков (квадрупольного и выше), связанного с моментными и местными нагрузками на гребном винте, не сказывающимися на значении равнодействующей переменных сил, как показано в [54], является малой и в дальнем акустическом поле может не приниматься во внимание по сравнению с дипольным излучением.

Согласно формуле Лэмба звуковое давление в поле, создаваемом переменной силой \vec{F} и угловой частотой $\omega = 2\pi f$, в точке, определяемой вектором \vec{R}_1 , равно

$$p = \frac{ikF}{4\pi R_1} \cos(\vec{F}, \vec{R}_1) e^{i(\omega t - kR_1)} \quad (VII.5)$$

где $k = \omega/c$ — волновое число; множитель $\cos(\vec{F}, \vec{R}_1)$ определяет диаграмму направленности поля, излучаемого силой \vec{F} , а множитель $e^{i(\omega t - kR_1)}$ — фазу волны.

Таким образом, для расчета звука вращения по (VII.5) необходимо знать только равнодействующую переменных сил на гребном винте \vec{F} как функцию времени. Для некавитирующего гребного винта, работающего в стационарном неоднородном потоке за корпусом судна, решение задачи определения \vec{F} изложено в § 24.

Если гармоника с номером m переменной части упора определяется в зависимости от угла поворота винта $\theta = \omega t$ выражением $F_{mx}^c \cos mZ\theta + F_{mx}^s \sin mZ\theta$, то звуковое давление, излучаемое в дальнем поле, будет равно

$$p_m = \frac{mZn}{2R_1c} \cos(\widehat{R}_1x) \left[F_{mx}^c \cos 2\pi mZn \left(t - \frac{R_1}{c} \right) + F_{mx}^s \sin 2\pi mZn \left(t - \frac{R_1}{c} \right) \right] \quad (VII.6)$$

где $R_1 = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ — расстояние до точки поля; (\widehat{R}_1x) — угол между направлением на точку поля и осью x .

Диаграмма направленности, определяемая множителем $\cos(\widehat{R}_1x)$, характеризуется убыванием от максимального излучения вдоль оси x в нос и в корму до нуля в перпендикулярном направлении.

Аналогично определяется и излучение в поперечных направлениях от пульсации вихревых сил на винте. Поскольку эти формулы дают возможность вычислить не только амплитуды, но и фазы излучения, это позволяет определить по ним полную картину акустического поля звука вращения гребного винта во всех направлениях. Так как составляющие сил на гребном винте пропорциональны квадрату числа его оборотов (или квадрату скорости судна), из формулы (VII.6) следует, что акустическое давление звука вращения растет пропорционально третьей степени скорости судна. Из этой формулы следует также, что при прочих равных условиях уровень звука вращения должен расти пропорционально числу лопастей Z гребного винта. В действительности увеличение числа лопастей отфильтровывается, как было показано в гл. VI, все большую часть наибольших по амплитудам низких гармоник окружной неоднородности поля скоростей в диске гребного винта. Этот спад амплитуд в гармониках поля скоростей оказывается более сильным фактором, поэтому увеличение числа лопастей в практических пределах обычно сопровождается не ростом, а снижением излучаемого звука вращения.

Изложенное базируется на предположении, что гребной винт является жестким, вращается и движется поступательно-равномерно без динамического взаимодействия

с корпусом, а нестационарность возникающих на нем сил обусловлена только неоднородностью набегающего потока.

В действительности картина носит значительно более сложный характер, анализ которой дан в [54]. С учетом взаимодействия винта с корпусом и конечной жесткости последнего можно приближенно считать, что звук вращения гребного винта реализуется в зависимости от различных конкретных ситуаций в дальнем внешнем поле с дисперсией, равной 3 дБ. Если $F_{mx} = \sqrt{F_m^2 + F_m^{s2}}$ — амплитуда соответствующей гармоники упора, то амплитуда давления звука вращения в направлении наибольшего излучения согласно (VII.6)

$$|p_m| = \frac{mZnF_m}{2Rc} \quad (VII.7)$$

Принимая дистанцию приведения $R = 1$ м, скорость звука $c = 1500$ м/с и учитывая, что давление в системе СИ по формуле (VII.6) получается в паскалях, а при вычислении уровня в децибелах пороговое давление равно 1 мкПа, получим

$$N_m = 20 \lg m + 20 \lg n + 20 \lg Z + 20 \lg F_{mx} + 50. \quad (VII.8)$$

Например, если для винта танкера с $Z = 5$ и $n = 120$ об/мин $= 2$ Гц упор винта $T = 1500$ кН, а амплитуды пульсации упора на первой и второй гармониках частоты (т. е. $f_1 = 10$ Гц и $f_2 = 20$ Гц) составляют 3 и 0,5 % от упора соответственно, то $I_1 = 163$ дБ и $I_2 = 153$ дБ. При использовании часто употребляемого порогового давления 20 мкПа и дистанции приведения 50 м полученные значения, как указывалось выше, надо снизить на 60 дБ. Наибольшая погрешность в приведенных расчетах обусловлена неточностью знания характеристик поля скоростей, особенно возрастающая с ростом номера гармоники.

На различных скоростях судна отношение амплитуды нестационарной составляющей упора к его среднему значению (коэффициент k_{mh}) можно считать постоянным, следовательно

$$F_{mx} = k_{mh} K_T m^2 D^4. \quad (VII.9)$$

С учетом этого формула (VII.8) преобразуется следующим образом:

$$N_m = 110 + 20 \lg m + 20 \lg Z + 60 \lg n + 80 \lg D + 20 \lg (k_{mh} K_T). \quad (VII.10)$$

Из формулы (VII.10) видно, что для данного судна уровни звука вращения интенсивно растут с ростом скорости судна (пропорционально третьей степени частоты вращения гребного винта) и что при увеличении линейных размеров судна весьма интенсивно растет уровень звука вращения (пропорционально четвертой степени). Однако это справедливо только при постоянстве n , k_{mh} и K_T . В то же время из практики проектирования известно, что рост размеров судна (и его гребного винта) сопровождается снижением n , а оптимизация гребного винта может при увеличении D сопровождаться значительно более существенными снижениями k_{mh} и K_T .

Соответственно механизму и основным закономерностям звука вращения наиболее эффективным методом снижения этого компонента шумности гребного винта является уменьшение динамических составляющих нагрузок, действующих на гребной винт (см. гл. VI) за счет:

повышения однородности и стационарности поля скоростей в диске гребного винта, приводящих к снижению гармоник окружной неоднородности поля скоростей, совпадающих по номеру или кратных числу лопастей гребного винта, посредством рационального выбора главных размерений, коэффициентов полноты и архитектурной компоновки подводной части корпуса с выступающими частями, правильного размещения гребного винта по отношению к корпусу и выступающим частям, а также с помощью специальных устройств для воздействия на поле скоростей в диске гребного винта;

приспособления конструкции гребного винта к характеристикам неоднородности поля скоростей путем рационального выбора числа лопастей; применения формы лопастей с большой откидкой контура лопасти по потоку, чтобы обеспечить неодноре-

вное всей лопастью пересечение областей неоднородности потока (по аналогии с принципом малозумных косозубых передач); применения гребных винтов, полостью или частично выходящих за пределы области потока с большой неоднородностью и нестационарностью.

§ 28. КАВИТАЦИОННЫЙ ШУМ ГРЕБНОГО ВИНТА

Кавитация во всех ее формах является в той или иной мере нестационарным процессом, чем по существу определяется создаваемая ею шумность. Практически гребные винты всех судов на значительной скорости кавитируют, причем кавитационный шум гребных винтов обычно доминирует над шумами другого происхождения. Однако интенсивность такого шумоизлучения существенно зависит от формы и степени развития кавитации, что сильно затрудняет создание общих закономерностей, характеризующих кавитационный шум. В гл. V были рассмотрены основные виды и стадии кавитации винтов, однако для оценки кавитационной шумности нужна более детальная классификация, одна из которых приведена в табл. VII.1. Анализ шумности показывает, что наиболее интенсивным шумоизлучением обладают нестационарные виды кавитации вне зависимости от того, predetermined ли этот тип условиями обтекания (3б) или свойствами кавитационного процесса (3в).

В частности, высокая степень нестационарности наблюдается при замыкании каверны на профиле — на участке от середины до выходящей кромки. В этом случае, вращаемом иногда кавитационным баффингом [100], как и в случае 3б, каверна за период колебаний ее объема значительно разрастается, а возвращаясь к необходимому размеру разрушается, оставляя в следе за собой достаточно однородное облако очень мелких пузырьковых каверн. Это явление, носящее название облачной кавитации, сопровождается наиболее интенсивными ударными давлениями, вызывающими эрозию, вибрацию и наиболее интенсивное шумоизлучение.

Таблица VII.1. Классификация кавитации

№ п/п	Признак классификации	Типы и формы кавитации
1	По степени развития	а) начальная стадия; б) первая стадия; в) вторая стадия кавитации
2	По местоположению каверн	а) вихревая на концах лопастей; б) вихревая в осевом вихре; в) кромочная; г) профильная
3	По степени стабильности	а) стационарные в стационарном однородном потоке; б) нестационарные вследствие переменности скорости и давления набегающего потока; в) пульсирующие в однородном потоке с выраженной частотой
4	По структуре каверн	а) пузырьковые переносимые потоком; б) пузырьковые присоединенные; в) пленочные присоединенные
5	По роли паров и конденсирующихся газов	а) паровая; б) газовая

Большое многообразие форм кавитации и сопровождающих ее явлений не позволяет на современном этапе дать достаточно полное аналитическое описание процесса возникновения кавитационного шума. Поэтому при проектировании и оценках шумности решающую роль отводят экспериментальным методам. Результаты теоретических и экспериментальных исследований в сочетании с натурными данными дали возможность получить эмпирические формулы, позволяющие производить в процессе проектирования приближенные оценки шумности.

Вихревая кавитация возникает при самых малых скоростях и является наиболее ранним источником шума. При эксплуатационных скоростях она получает уже до-

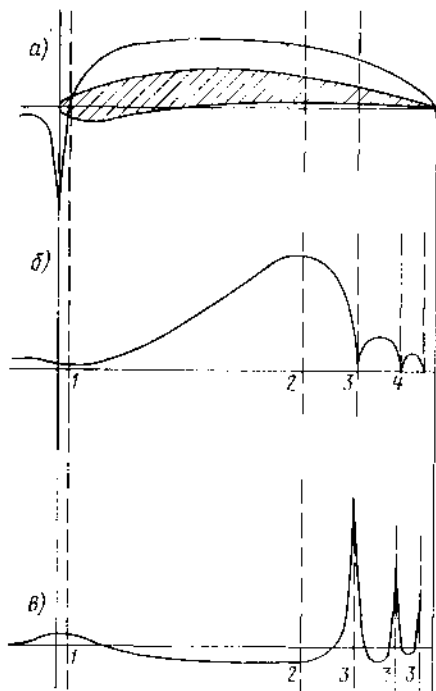
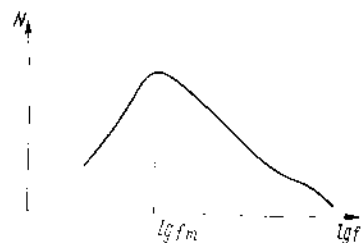


Рис. VII.2. Рост и разрушение пузырьковой каверны при следовании зародыша кавитации вдоль нулевой линии тока: *a* — эпюра давлений; *b* — изменение размеров каверны в стадиях сжатия (1), роста (2), захлопывания (3) и повторного роста и разрушения (4); *a* — вызванные каверной акустические давления в стадиях повышения (1) и понижения (2) давления и образования ударных волн (3).

Рис. VII.3. Спектр излучения одиночной каверны с ростом 6 дБ/октаву при $f < f_m$ и спадом, равным примерно 6 дБ/октаву.



статочное развитие, более стабильна и обладает меньшей шумностью. Кроме того, при этих скоростях возникают кромочная или профильная кавитации, которые играют большую роль в шумности винта на этих режимах.

Распространенные средства отдаления вихревой кавитации — уменьшение шага гребного винта на конце лопасти и в корневом сечении и применение специальных обтекателей ступицы — существенно повышают скорость судна, при которой возникает эта форма кавитации. Однако на более высоких эксплуатационных скоростях это может дать отрицательный эффект за счет появления менее развитых и, следовательно, более шумных форм вихревой кавитации. С учетом сказанного можно сделать вывод, что наибольшее значение для оценки шумности гребных винтов имеет пузырьковая форма профильной или кромочной кавитаций.

Для оценки закономерностей возникновения кавитационной шумности пузырьковой кавитации рассмотрим движение зародыша кавитации вдоль хорды профиля по траектории, близкой к нулевой линии тока (рис. VII.2). Размер зародышевой каверны сначала уменьшается (из-за повышения давления), затем растет до максимального размера, достигаемого после его выхода из зоны разрежения, вслед за этим каверна схлопывается со скоростями, близкими к скорости звука в воде или большими ее. Каверна может вновь вырасти за счет энергии сжатого газа, полученной им при предшествующем захлопывании каверны, и вновь захлопнуться, причем

объем колеблется. С определенным сдвигом по фазе по отношению к изменениям окружающего давления каверна при этом излучает попеременно то волны сжатия, то волны разрежения. Существенным моментом указанного процесса является то, что при колебании объема каверны у нее как у монополярного источника оказывается высокий коэффициент излучения. При низком содержании каверны в акустическое излучение может переходить более половины ее потенциальной энергии.

В § 22 был изложен метод, позволяющий рассчитать с помощью ЭВМ кавитационную диаграмму, характеризующую момент возникновения кавитации на лопастях винта, а также области, охваченные кавитацией при различных режимах работы винта. Для предварительных оценок может быть использована приближенная формула для расчета критической скорости возникновения кавитации

$$v_{кл} = 28 \sqrt{\frac{1 - 0,1H}{1 + \frac{\pi^2}{f^2}}}, \quad (\text{VII.11})$$

сделанная в предположении, что коэффициент разрежения на лопасти p ($p_\infty - p$)/ ρv^2 в неравномерном потоке примерно равен 1 (здесь v — наибольшая скорость конца лопасти, а H — минимальное заглубление верхнего конца) и что лопасти обтекаются безударно.

В ряде работ [3, 62] с различной степенью детализации выполнены расчеты акустического излучения одиночной каверны за время воздействия на нее импульса давления при прохождении ее через профиля, а также расчеты соответствующего спектра акустического излучения и показано, что нерегулярная по продолжительности таких элементарных кавитационных процессов обладает таким же спектром, что и спектр суммарного элементарного кавитационного процесса. Для одиночного процесса это сплошной спектр (рис. VII.3) с максимумом в районе характерной частоты

$$f_m = \frac{1}{d_0} \sqrt{\frac{p_\infty}{\rho}}, \quad (\text{VII.12})$$

где d_0 — максимальный размер каверны.

В областях низких частот рост уровней в спектре составляет 6–12 дБ на октаву, а в области высоких частот, достигающих порядка сотен килогерц, спад уровней не превышает 6 дБ на октаву.

Как видно из формулы (VII.12), максимум в спектре излучения смещается в область низких частот с ростом размеров каверны и в область высоких частот с их уменьшением. Предполагается, что в случае облачной кавитации размеры каверны могут составить от 1 мм до 0,3D; можно считать реальным ситуацию, когда максимум в спектре будет располагаться на частотах 10–10 000 Гц.

Зависимость уровней кавитационной шумности от скорости судна имеет сложный характер. С ростом размеров каверны и их числа зависимость уровня кавитационного шума от скорости характеризуется показателем степени, теоретически значительно превышающим 10 [83]. Это наблюдается в начальных стадиях кавитации, когда сами уровни шумности еще малы (рис. VII.4). Как показали расчеты, умеренных стадиях развития кавитации ($\alpha, \alpha_1 = 1,3-1,5$) показатель степени снижается до 10–7 и только с наступлением развитой кавитации асимптотически уменьшается до 3. В действительности уже с переходом ко второй стадии кавитации наблюдается насыщение уровней кавитационной шумности, а в развитой стадии, как уже отмечалось, кавитационная шумность может даже уменьшиться.

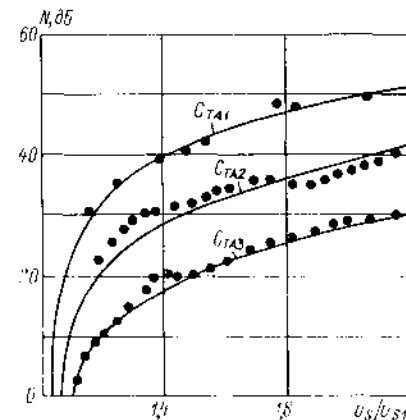


Рис. VII.4. Нарастание уровней кавитационного шума по данным Росса.

$$C_{1A1} = C_{1A2} = C_{1A3}$$

С учетом результатов теоретических и экспериментальных исследований кавитационной шумности предложено значительное число обобщающих натурные данные эмпирических формул для оценки кавитационной шумности судовых гребных винтов.

В [100] для оценки общего интегрального уровня кавитационной шумности судовых гребных винтов во всем диапазоне частот начиная от 0,1 кГц и выше предложена формула

$$L_{f>0,1} = 74 + 60 \lg v_s + 9 \lg D_c, \quad (VII.13)$$

где v_s — скорость в узлах; D_c — сила тяжести судна (в тоннах). Указанный интегральный уровень $L_{f>0,1}$ при характерных для кавитационной шумности законах спада спектральных уровней с ростом частоты f_1 связан со спектральной плотностью выражением

$$G = L_{f>0,1} + 20 - 20 \lg f. \quad (VII.14)$$

Однако часть формулы, учитывающий влияние водоизмещения судна, не всегда передает действительную картину, и этой формулой не следует пользоваться для крупных судов с водоизмещением, большим 30 000 т. Поэтому в [101] предложена другая формула

$$L_{f>0,1} = 91 + 60 \lg v + 10 \lg \left(\frac{Z_p Z}{4} \right), \quad (VII.15)$$

где, как и прежде, v — полная скорость обтекания конца лопасти, равная

$$v = 0,514 \sqrt{1 + \frac{\pi^2}{J}} v_s. \quad (VII.16)$$

Предполагается, что влияние водоизмещения на уровень кавитационной шумности здесь учитывается через поступь J и произведение $Z_p Z$, причем поступь с ростом водоизмещения уменьшается, а произведение, характеризующее суммарное число лопастей, растет. Переход от этих зависимостей к формулам, дающим частотное распределение спектральной плотности кавитационного шума, осуществляется по (VII.14).

Переход от спектральной плотности к энергетическим спектрам кавитационного шума в частотно-зависимых полосах анализа (октавном, полуоктавном и третьоктавном спектрах) может быть произведен по (VII.4).

Для расчета третьоктавных спектров кавитационной шумности в диапазоне от критической скорости v_{s1} до скорости, соответствующей второй стадии кавитации, после которой она не растет, можно использовать формулу линейной интерполяции

$$N = N_1 + \frac{v_s - v_{s1}}{v_{s2} - v_{s1}} (N_2 - N_1). \quad (VII.17)$$

Здесь N_1 — третьоктавный спектр докавитационной шумности, аппроксимированный двумя прямыми:

$$N_1 \begin{cases} 120 + 30 \lg(1 + 0,1H) + 5 \lg f_1 & \text{при } 10 \leq f \leq 100 \text{ Гц;} \\ 175 + 30 \lg(1 + 0,1H) - 15 \lg f & \text{при } 1 \leq f \leq 100 \text{ кГц;} \end{cases} \quad (VII.18)$$

N_2 — третьоктавный спектр развитого кавитационного шума в начале второй стадии кавитации, аппроксимированный прямыми:

$$N_2 \begin{cases} 140 + 30 \lg(1 + 0,1H) + 10 \lg D + 10 \lg(Z - Z_p) + 10 \lg f & \text{при } 10 \leq f \leq 100 \text{ Гц;} \\ 175 + 30 \lg(1 + 0,1H) + 10 \lg D + 10 \lg(Z - Z_p) + 5 \lg f & \text{при } 1 \leq f \leq 100 \text{ кГц;} \end{cases} \quad (VII.19)$$

В диапазоне 100 — 1000 Гц спектр может быть представлен этими же прямыми до их пересечения, либо их плавным сопряжением. Используемую в выражении (VII.17)

скорость v_{s1} вычисляют по формуле (VII.11), а скорость начала второй стадии кавитации v_{s2} — по формуле

$$v_{s2} = 28 \sqrt{\frac{A_0/A_E}{C_{TA}} (1 + 0,1H)}. \quad (VII.20)$$

На рис. VII.5 представлена серия рассчитанных по формуле (VII.17) спектров гребного винта с $A_0/A_E = 0,6$; $C_{TA} = 1$; $D = 3,5$ м; $Z = 1$; $Z_p = 1$, $v_{s1} = 5,6$ уз; $v_{s2} = 23$ уз. На рис. VII.6 те же данные представлены в виде зависимостей нарастания уровня шума в третьоктавных полосах от скорости хода в диапазоне от критической скорости до наступления второй стадии кавитации.

Все приведенные эмпирические формулы дают, как правило, приемлемую по точности оценку характеристик кавитационной шумности гребных винтов судов различных типов и размеров. Вместе с тем необходимо иметь в виду возможность возникновения весьма значительных отклонений. В качестве наиболее характерных примеров могут быть названы следующие три.

1. При возникновении нестационарной облачной кавитации могут появиться дополнительные увеличения интенсивности нарастания шумности перед допущением скорости, соответствующей второй стадии кавитации, и далее за пределами уровней насыщения. Повышенная шумность в этом случае отличается «белым» спектром в ультразвуковом диапазоне частот, иногда растущим вплоть до частоты 100 кГц.

2. При волнутой и плоской нагнетающей стенке профилей в концевых цилиндрических сечениях лопастей кромочная кавитация с этой стороны лопасти может быть типа выхребного насадка над кромкой. Для этого случая характерна аномально высо-

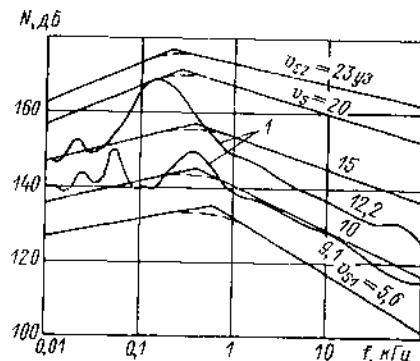


Рис. VII.5. Рассчитанные по формуле (VII.17) и натурные третьоктавные спектры (f) кавитационного шума относительно 1 мкПа.

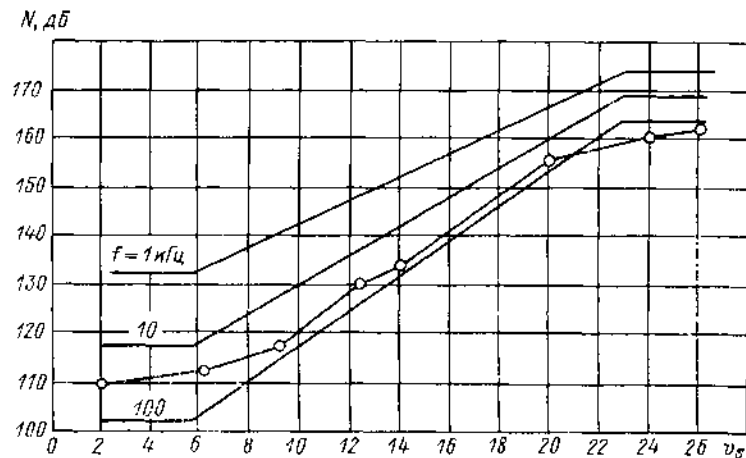


Рис. VII.6. Зависимость нарастания кавитационного шума от скорости хода (уровни даны относительно 1 мкПа). — — — — — рассчитанные по формуле (VII.17); ○ — натурные данные.

кая шумность с максимумом уровней, расположенным на средних частотах ультразвукового диапазона.

3. В начальных стадиях кавитации свободных концевых и осевого вихрей в спектре обычно наблюдается четко выраженный максимум с уровнями, превышающими уровни, даваемые эмпирическими формулами, приведенными выше. С появлением такого вида кавитации уровни растут с ростом скорости судна практически скачкообразно. Эта ситуация, когда она возникает, проявляется в очень узком диапазоне скоростей судна. С ростом скорости судна и развитием кавитации в свободных вихрях эта аномалия обычно исчезает.

§ 29. «ПЕНИЕ» ГРЕБНОГО ВИНТА

Кромки гребных винтов подвергаются большим нагрузкам, например при работе в ледовых условиях и загрязненном фарватере. Для упрочнения их часто делают утолщенными. Работа гребных винтов с утолщенными кромками может сопровождаться возникновением «пения» гребных винтов. Это явление характеризуется тем, что при отдельных значениях скорости судна со стороны гребного винта распространяется исключительно интенсивное тональное излучение в звуковом диапазоне ча-

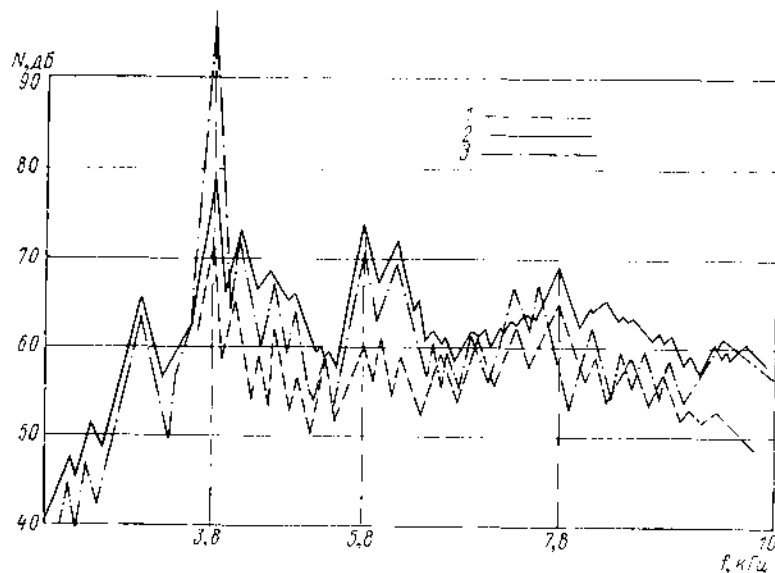


Рис. VII.7. Спектры шума относительно 0,2 мкПа модели гребного винта с «пением» на частоте 3,8 кГц при скорости потока $v = 6,8$ м/с.

1 — $n = 20,8$ об/с; 2 — $n = 21$ об/с; 3 — $n = 26$ об/с.

стот. Его интенсивность сравнительно быстро, но плавно ослабляется с увеличением или уменьшением скорости, но частота, соответствующая «пению», при этом сохраняется неизменной. Это отчетливо видно из рис. VII.7, представляющего собой копию записи спектра шумов, излучаемых «поющим» гребным винтом при испытаниях его модели в кавитационной трубе.

В предвоенные и первые послевоенные годы изучению этого явления было посвящено большое число исследований [4] и предложены разнообразные меры борьбы с ним.

В настоящее время общепризнанным является объяснение механизма «пения» возникновением автоколебаний упругой лопасти под воздействием вихревой дорожки Кармана, срывающейся попеременно с разных сторон лопасти за достаточно

малой выходящей кромкой. Интенсивность вихревой дорожки усиливается, когда собственная частота какой-либо из форм свободных колебаний лопасти оказывается близкой к Струхалевой частоте вихревой дорожки.

Последовательное количественное описание всех названных обстоятельств для точного определения режимов возможного возникновения «пения» представляет собой достаточно сложную задачу гидроупругости, которая во многих отношениях применима к явлениям автоколебаний проводных линий передач в воздухе и другим практическим ситуациям. Однако уже в 1950-х гг. интерес к «пению» гребных винтов пропал из-за того, что было найдено эффективное и простое средство, которое на всех применяемых конструкциях гребных винтов исключило появление «пения» и не вызывает каких-либо существенных отрицательных последствий. Это средство заключается в заострении выходящих кромок лопастей на всем их протяжении от ступицы до конца лопасти.

Для выбора конструкции заострения были экспериментально проверены различные варианты оформления выходящей кромки. При этом выяснилось, что наилучшим вариантом является скругление выходящей кромки. Значительно лучше оформление кромки в виде поперечного среза плоскостью или волнутой поверхностью. Заострение же кромки с достаточно малым углом, как двустороннее, так и одно-стороннее, практически полностью решает проблему на всех применяемых конструкциях гребных винтов.

Дополнительным средством, снижающим вероятность возникновения «пения», является применение для изготовления винтов сплавов с большим внутренним посечением типа марганцевистой бронзы «Сопостон». Это средство может оказаться полезным для винтов с большой откидкой контура лопасти, обладающих большим углом форм свободных колебаний.

Дополнительное заострение входящей кромки лопасти для борьбы с «пением» не требуется.

§ 30. МЕРОПРИЯТИЯ, СНИЖАЮЩИЕ ШУМ ГРЕБНОГО ВИНТА

Основные мероприятия по снижению шума являются составной частью общей задачи проектирования гребного винта и, как правило, не противостоят мерам, обеспечивающим эффективность гребного винта по другим критериям.

Возможности достижения низкой шумности гребного винта во многом предопределяются уже на стадии выбора архитектурного типа судна, его главных размеров и параметров энергетической установки, в частности числа гребных винтов, диаметра и частоты вращения; формирования обводов кормовой оконечности и расположенных частей, обеспечивающих однородность и стационарность потока в месте расположения гребных винтов. Уменьшение частоты вращения и увеличение диаметра гребного винта при больших зазорах между концами лопастей и корпусом благоприятно с точки зрения шумности и эффективности энергетической установки. Снижение кавитационной шумности гребного винта достигается наряду с рациональным выбором диаметра и частоты вращения путем увеличения числа лопастей, дискового отношения профилирования лопастей с целью обеспечения режима безударного входа.

Изложенные в гл. VIII методы проектирования винта, приспособленного к полю скорости, приводят к увеличению критической скорости и снижению шумности при больших скоростях судна. Дополнительным средством повышения критической скорости является применение законов распределения циркуляции, обеспечивающих снижение нагрузки на концы лопастей. По этому пути, позволяющий отдалить вихревую кавитацию, ведет к снижению КИЭД на 3–4% по сравнению с КИЭД оптимального гребного винта. Могут быть использованы также методы активного воздействия на уровень кавитационного шума, в частности подача воздуха на лопасти. Эффект снижения шума может быть связан с демпфированием попадающим в кавитерный объем высоким давлением при захлопывании, поглощением энергии колебаний кавитерной массы за счет перевода ее при сжатии пузырьков газа в тепло, которое с большой скоростью диссипирует в воду, а также за счет рассеяния акустических волн в смеси воды с воздухом. Первый из этих механизмов является главным также при демпфировании воздухом пульсаций давления, генерируемых на обшивке корпуса лопа-

стями гребного винта. Количество подводимого воздуха в таких системах мало и не оказывает заметного действия на пропульсивные качества судна.

Что касается шума вращения, то для снижения его уровня должны быть реализованы мероприятия, связанные с уменьшением амплитуды пульсаций давления, генерируемых винтом (см. гл. VI). При этом наряду с выбором надлежащей геометрии гребного винта должны быть приняты меры для выравнивания поля скоростей в месте его расположения.

Глава VIII

ПРАКТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ГРЕБНОГО ВИНТА

§ 31. РЕКОМЕНДАЦИИ ПО РАСПОЛОЖЕНИЮ ГРЕБНЫХ ВИНТОВ

Расположение за корпусом гребного винта и других деталей движительно-рулевого комплекса (рулей, выкружек, кронштейнов, насадок, ахтерштевня) существенно влияет на ходкость судна и условия работы гребного винта (вибрационная нагрузка, интенсивность кавитации). Выбор формы обводов кормовой оконечности, рациональных размеров и геометрии выкружек, кронштейнов, рулей, гребного винта и их взаимного расположения на корпусе является одной из важных задач проектирования движительно-рулевого комплекса, решение которой не является единственным и зависит от относительной скорости, полноты обводов корпуса судна, условий его эксплуатации, т. е. в каждом конкретном случае индивидуально и учитывает конструктивные особенности корпуса. С наибольшей достоверностью эта задача может быть решена на основе сравнительных буксировочных и самоходных испытаний модели судна с различными вариантами выступающих частей и расположении гребных винтов. Для рационального размещения выступающих частей и гребного винта проектируемого судна могут быть использованы данные по судам-прототипам или материалы испытаний систематических серий моделей. На основании накопленных в настоящее время материалов [14, 34, 75] по выбору рациональной формы обводов кормовой оконечности, геометрических характеристик выступающих частей и расположению гребных винтов могут быть даны некоторые общие рекомендации.

При заданном расположении гребного винта за корпусом одновального судна наиболее существенное влияние на распределение скорости в попутном потоке и ходкость оказывает форма обводов кормовой оконечности. Известно, что неравномерность попутного потока приводит к существенному увеличению коэффициента засасывания и, следовательно, к снижению ходовых качеств судна. Это происходит из-за того, что лопасти гребного винта больше нагружаются в тех частях диска, которые примыкают к корпусу судна, и основная часть возмущенной винтом массы жидкости протекает вблизи корпуса, снижая на нем давление.

На рис. VIII.1 приведена типичная кривая изменения относительного упора на лопасти гребного винта $T_{л,ср}/T_{л,ср}$ при изменении угла поворота за корпусом модели быстроходного одновального судна. Как видно из рисунка, упор на лопастях гребного винта изменяется примерно от 50 % среднего упора при $\theta = 270^\circ$ до 160 % при $\theta = 0^\circ$. Систематические измерения величины $T_{л,ср}/T_{л,ср}$ на моделях различных судов показали, что она существенно зависит от нагрузки на гребной винт и формы обводов кормовой оконечности корпуса. На рис. VIII.2 показаны кривые зависи-

мости $T_{л,ср}/T_{л,ср}$ от коэффициента нагрузки $K_{DT} = \frac{D^2}{\sqrt{K_{FB}}}$ для четырех значений θ .

Из рисунка следует, что колебание относительного упора на лопастях у быстроходного судна при нагрузке, характерной для полного свободного хода, оказалось наибольшим.

Сравнительные модельные испытания показывают, что именно на быстроходных судах с легконагруженными гребными винтами ($K_{DT} \geq 1,7$; $C_{F,1} \leq 1,5$) неравномерность попутного потока, а следовательно, и форма обводов наиболее существенно влияют на коэффициент засасывания. Поэтому выбору формы обводов и расположению движителя на одновальных быстроходных судах с легконагруженными

винтами должно уделяться большое внимание. По имеющимся данным, на этих судах целесообразно применение в кормовой оконечности U-образных и умеренно U-образных шпангоутов. На судах с большой полнотой обводов ($\delta > 0,80$) и тяжело-нагруженным гребным винтом, относительный диаметр которого, как правило, невелик ($D/T_{крл} \leq 0,55$), рационально использовать в кормовой оконечности умеренно V-образные шпангоуты [75]. Приведенные на рис. VIII.2 данные с относительно высокой степенью достоверности могут быть использованы в процессе проектирования судна для приближенной оценки колебания упора на лопасти гребного винта.

Еще более существенное влияние неравномерности попутного потока на взаимодействие гребных винтов с корпусом наблюдается на двухвальных быстроходных судах. В отличие от одновальных на двухвальных морских транспортных судах степень неравномерности попутного потока в носках гребных винтов относительно слабо зависит от формы обводов и в основном определяется расположением гребных вин-

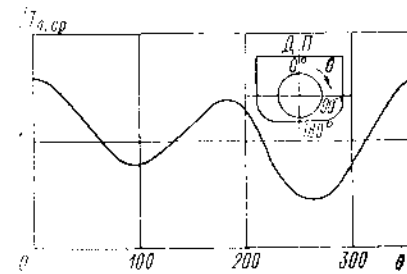


Рис. VIII.1. Зависимость относительного упора на лопасти гребного винта от угла поворота θ за корпусом модели одновального судна с $L/B = 7,15$; $B/T_{крл} = 2,24$; $\delta = 0,654$; $K_{DT} = 2$.

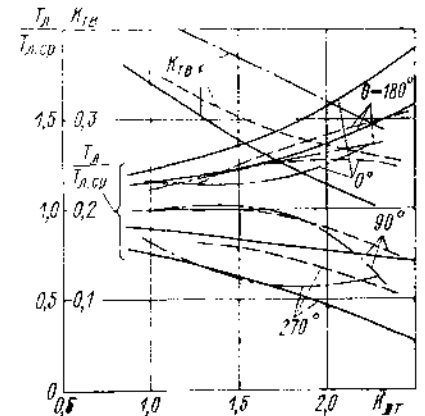


Рис. VIII.2. Зависимость относительного упора на лопасти гребного винта от коэффициента нагрузки при заданных значениях угла поворота θ на одновальных судах.

— быстроходное транспортное судно с V-образными шпангоутами ($L/B = 7,15$; $B/T_{крл} = 2,24$; $\delta = 0,654$); — танкер грузоподъемностью 40 тыс. т с умеренно V-образными шпангоутами ($L/B = 7,1$; $B/T_{крл} = 2,6$; $\delta = 0,723$; $K_{DT} = 1,4$); — круизный танкер с резко U-образными шпангоутами ($L/B = 6,8$; $B/T_{крл} = 2,7$; $\delta = 0,8$; $K_{DT} = 1$).

за корпусом и геометрией выкружек, гребных валов и частично кронштейнов. Как показывают исследования, с точки зрения ходкости на двухвальных судах с традиционной формой обводов рационально задавать вращение гребных винтов наружу, так, чтобы винт правого борта вращался по часовой, а винт левого борта — против часовой стрелки, если смотреть с кормы. При этом коэффициенты взаимодействия гребных винтов с корпусом и ходкость судна зависят от угла наклона кронштейна к основной плоскости.

На рис. VIII.3 приведены зависимости коэффициентов взаимодействия и дополненного коэффициента сопротивления выкружек $\xi_{в,ч}$, $C_{D,в}$ от угла наклона их кронштейнов φ к основной плоскости, полученные В. А. Первым по данным систематических испытаний моделей двухвальных судов. Из рисунка видно, что оптимально углу φ находится в районе 30° . На основе этих и других имеющихся данных можно рекомендовать для двухвальных судов при вращении гребных винтов наружу угол наклона кронштейна выкружек к основной плоскости $\varphi = 20 \div 40^\circ$. В тех случаях, когда по соображениям, не связанным с ходкостью, направление вращения гребных винтов принимается вовнутрь, целесообразно принимать $\varphi \approx 70^\circ$.

Форма и расположение кронштейнов гребных валов оказывают менее существенное влияние на ходкость судна, и они могут выбираться конструктивно или по

соображениям, не связанным с ходкостью. Существенное влияние на ходкость двухвальных судов всех типов оказывает расположение гребных винтов за корпусом и в особенности относительное расстояние между осями гребных валов c/D . Сравнительные испытания моделей двухвальных судов различных типов с систематическим изменением c/D позволили определить его оптимальное значение с точки зрения ходкости [33].

На рис. VIII.4 приведены кривые изменения коэффициентов взаимодействия и достижимой скорости быстроходного двухвального контейнеровоза в зависимости

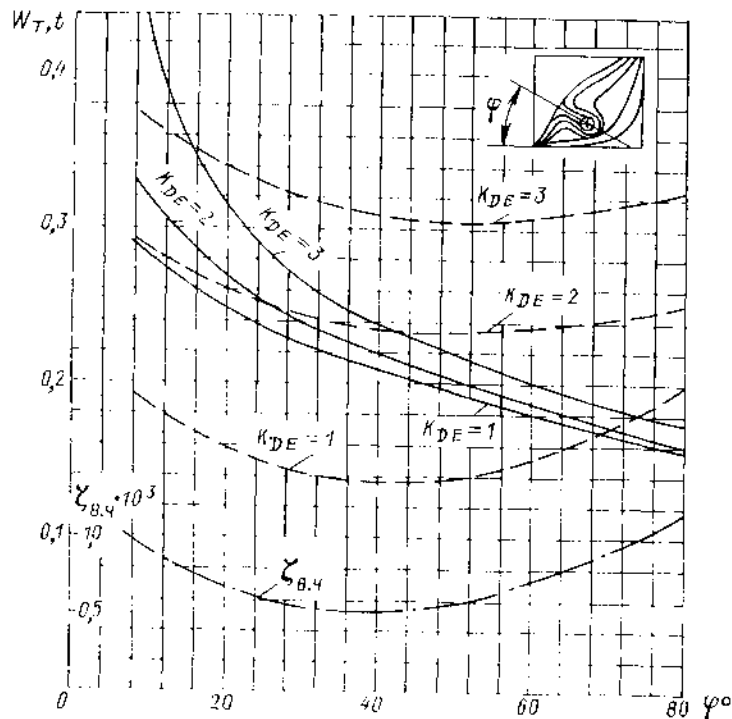


Рис. VIII.3. Влияние угла наклона крошечки выкружки к основной плоскости на коэффициенты взаимодействия и сопротивления выкружек корпуса двухвального судна с двумя рулями ($L/B = 7,3$; $B/T = 3,0$; $\delta = 0,621$; $D/T = 0,58$; $c/D = 1,7$).

— $W_T = f(\varphi)$; — $t = f(\varphi)$.

от c/D . Из этого рисунка следует, что уменьшение c/D от традиционного его значения $c/D \approx 1,7$ до $c/D \approx 1,0$ позволяет увеличить достижимую скорость судна примерно на 0,5 уз. Отмеченный эффект является следствием улучшения взаимодействия гребных винтов с корпусом главным образом за счет более полного использования энергии вязкостного сдвигного следа за судном. При снижении c/D , как правило, уменьшаются размеры выступающих частей (выкружек, крошечки) и их сопротивление. Отмеченный вывод является общим для всех типов двухвальных судов, включая и полные крушотоннажные танкеры. Дальнейшее сближение гребных винтов ($c/D < 1,0$) не приводит к улучшению ходкости судна.

Выполненные исследования свидетельствуют о целесообразности при расположении гребных винтов за корпусом двухвальных судов снижения c/D до 1,0—1,1. Такое расположение гребных винтов является особенно рациональным на судах с одним рулем в ДП, поскольку в этом случае он омывается струями от гребных винтов, что улучшает поворотливость судна.

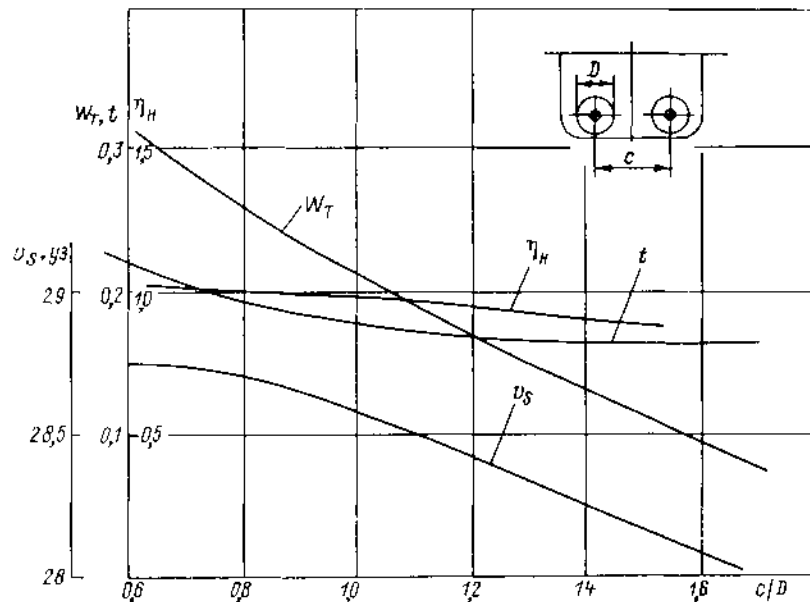


Рис. VIII.4. Влияние расстояния между центрами дисков гребных винтов на коэффициенты взаимодействия и достижимую скорость быстроходного двухвального контейнеровоза с двумя рулями ($L/B = 7,6$; $B/T = 3$; $\delta = 0,576$; $D/T \approx 0,59$).

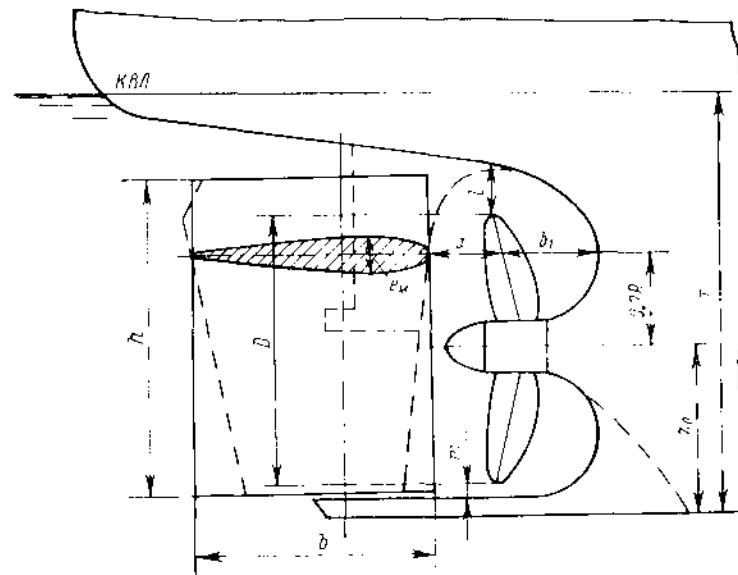


Рис. VIII.5. Схема расположения гребного винта за корпусом одновального судна.

Расположение гребного винта за корпусом принято характеризовать рядом параметров, определяющих зазор между актерштевнем, рулем и корпусом (рис. VIII.5). Систематические модельные испытания показывают, что ходкость судна наиболее существенно зависит от относительного зазора между гребным винтом и актерштевнем b_1/D . Этой величиной в значительной мере определяется также и окружающая неравномерность попутного потока в диске гребного винта. На рис. VIII.6 приведены зависимости коэффициентов взаимодействия гребного винта с корпусом одновального

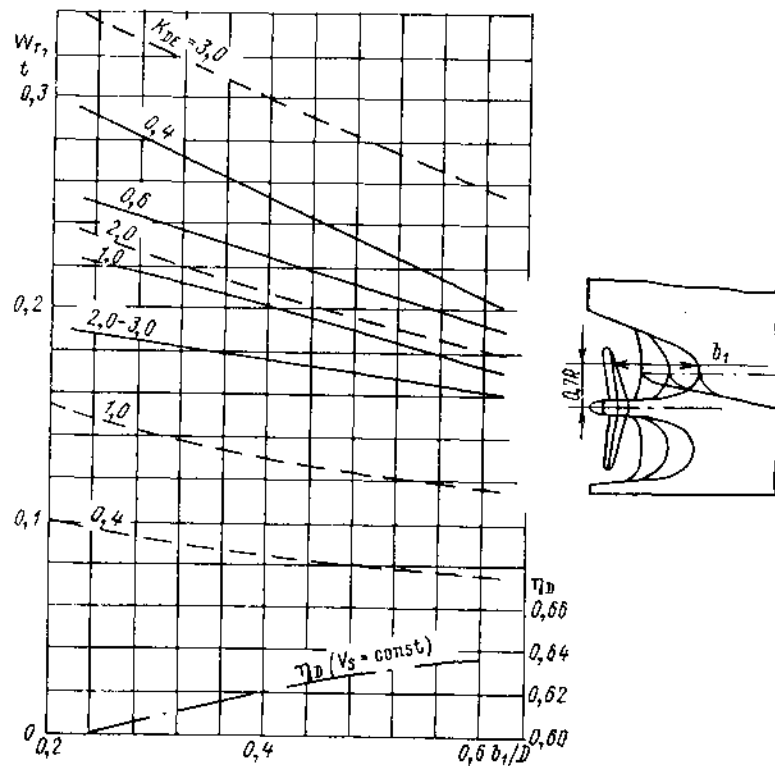


Рис. VIII.6. Влияние отстояния гребного винта от актерштевня на коэффициенты взаимодействия и пропульсивный коэффициент одновального судна с V-образными шпангоутами в кормовой оконечности ($L/B = 5,5$; $B/T = 2,6$; $\varphi = 0,6$; $\beta = 0,92$; $x_c/L = 0,01$; $L_{квл} = 1,06L_{нр}$; $e/b = 0,21$; $e_M/D = 0,19$; $a/D = 0,2$; $D/T_A = 0,6$).

$$\text{— } W_T = f(b_1/D); \text{ - - - } \eta_D = f(b_1/D).$$

судна и его пропульсивного коэффициента для ряда значений коэффициента нагрузки по тяге K_{RK} от b_1/D [75] при изменении b_1 за счет расширения подзора в кормовой оконечности и неизменном расположении гребного винта. Из рисунка следует, что при увеличении b_1/D от 0,2 до 0,6 пропульсивный коэффициент судна возрастает примерно на 6 %, а коэффициенты попутного потока и засасывания снижаются на 25—35 %. Еще более существенное влияние на ходкость одновального судна оказывает b_1/D при удалении гребного винта от корпуса. В результате обобщения имеющихся данных можно сделать вывод, что при проектировании судов целесообразно расстояние между винтом и актерштевнем или кронштейном на двухвальных судах принимать исходя из соотношения $b_1/D \approx 0,45$.

Значение зазора l между винтом и корпусом судна (см. рис. VIII.5) относительно слабо влияет на его ходкость и выбирается таким, чтобы исключить высокие

периодические нагрузки в кормовой оконечности и вызываемую ими вибрацию корпуса. На основе анализа имеющихся материалов можно рекомендовать следующие значения относительного зазора l/D : для одновальных судов $l/D \geq 0,15$ — $1,1 \cdot 10^{-3}$ ($\theta = 60$); для двухвальных судов $l/D \geq 0,26$; зазор между подпятником и гребным винтом должен быть $l/D \geq 0,03$.

Значительное влияние на ходкость судна, в особенности при тяжело нагруженном двигателе, оказывает диаметр гребного винта [15]. Существенное увеличе-

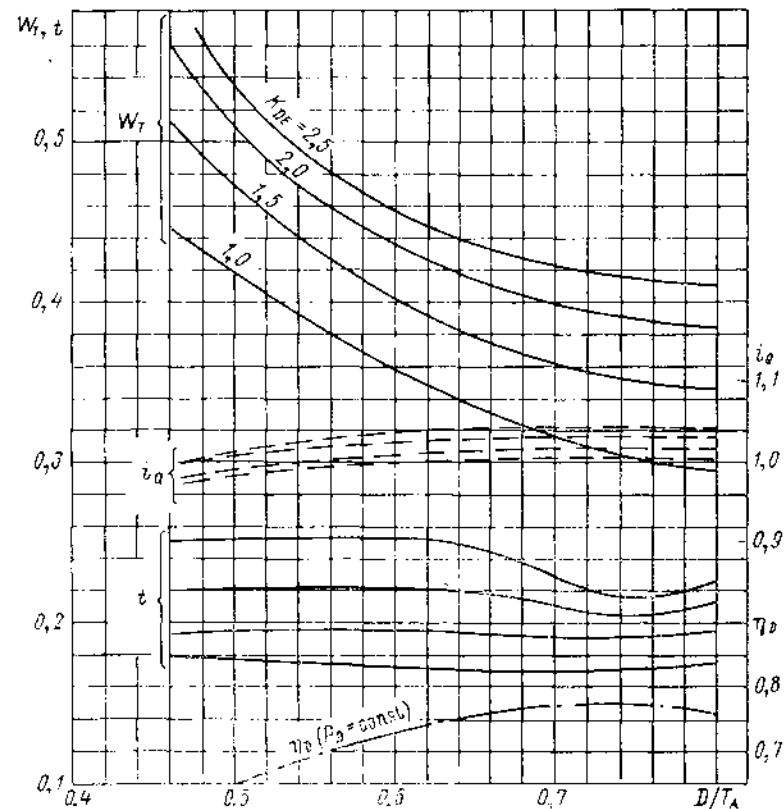


Рис. VIII.7. Влияние относительного диаметра гребного винта на коэффициенты взаимодействия и пропульсивный коэффициент одновального судна с умеренно образными шпангоутами в кормовой оконечности ($L/B = 6,47$; $B/T = 2,72$; $\varphi = 0,792$; $\beta = 0,98$; $a/D = 0,16 \div 0,35$; $b_1/D = 0,30 \div 0,45$; $e/D = 0,12 \div 0,19$; $e/b = 0,21$; $l/D = 0,8 \div 0,9$; при увеличении диаметра ось вала поднималась).

ние диаметра гребного винта (примерно на 50 % по сравнению с традиционным) позволяет на судах с тяжело нагруженным двигателем увеличить пропульсивный коэффициент на 12—13 %. На рис. VIII.7 и VIII.8 приведены кривые изменения коэффициентов взаимодействия и пропульсивного коэффициента двух судов в зависимости от отношения диаметра гребного винта к осадке судна кормой T_A . Приблизительные материалы получены В. А. Ерошиным и Е. Н. Воеводской [75]. Как видно из рис. VIII.7, относительный диаметр гребного винта существенно влияет на коэффициент попутного потока W_T . Максимальный пропульсивный коэффициент для исследуемого судна достигается при $D/T_{квл} \approx 0,75$. Его значение оказывается примерно на 13 % по сравнению с пропульсивным коэффициентом штат-

ного гребного винта. На судне с малой полнотой (см. рис. VIII.8) оптимальный по ходкости диаметр $D/T_{крл} \approx 0,6$ близок к диаметру шпандюга винта.

Установка за гребным винтом профилированного руля позволяет использовать (возвратить) значительную часть энергии закрученной струи [75]. На профилированном руле, установленном за работающим гребным винтом, так же как и на направляющей насадке, возникает индуктивная тяга. Значение этой тяги, как и суммарной продольной компоненты силы, зависит от размеров, расположения руля по отношению к гребному винту и его нагрузке. При размерах и расположении, характерных

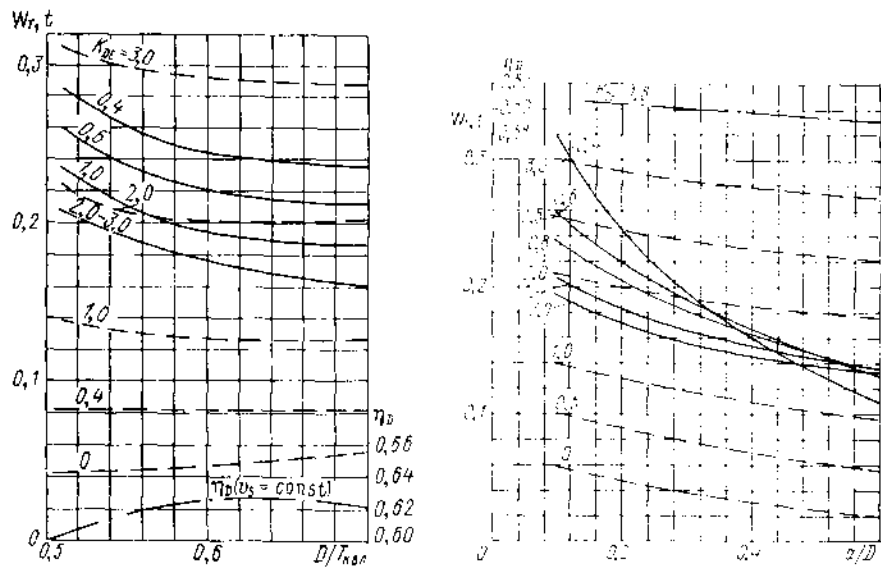


Рис. VIII.8. Влияние относительного диаметра гребного винта на коэффициент взаимодействия и пропульсивный коэффициент одновального судна с V-образными шпангоутами в кормовой оконечности ($L/B = 5,5$; $B/T = 2,6$; строительный дифферит $(T_1 - T_2)/T = 0,326$; $\varphi = 0,6$; $\beta = 0,92$; $x_c/L = 0,01$; $a/D = 0,2$; $b_1/D = 0,44$; при увеличении диаметра ось вала оставалась на месте).

— $W_T = f(D/T)$; - - - $\eta_p = f(D/T)$.

Рис. VIII.9. Влияние относительного зазора между гребным винтом и рулем на коэффициенты взаимодействия и пропульсивный коэффициент одновального судна с V-образными шпангоутами в кормовой оконечности ($L/B = 5,5$; $B/T = 2,6$; $\varphi = 0,6$; $\beta = 0,92$; $e_M/b = 0,15$; $e_M/D = 0,135$; $b_1/D = 0,442$; $D/T = 0,6$; $h/D = 0,7$).

— $W_T = f(a/D)$; - - - $t = f(a/D)$; — — — $\eta_p = f(a/D)$.

для рулей морских транспортных судов, индуктивная тяга на руле на скорости свободного хода меньше его сопротивления. Только при больших нагрузках на гребной винт (на швартовном и близких к нему режимах) индуктивная тяга на руле превышает его сопротивление. Следует отметить, что индуктивная тяга руля, момент и боковая сила, возникающие на нем в потоке от гребного винта, не постоянны во времени, а изменяются по некоторому периодическому закону. Частота основной гармонки колебания указанных величин равна лопастной частоте $\nu = nZ$. Исследованию влияния геометрии руля и его расположения за винтом на пропульсивный коэффициент судна и пульсирующие нагрузки посвящено большое число работ [75, 88, 103].

Систематические материалы по влиянию руля на коэффициенты взаимодействия и ходкость судна получены В. А. Ерошиным и В. П. Тальяновой, которыми

были выполнены испытания моделей судов в опытовом бассейне при различном расстоянии между рулем и гребным винтом, а также моделей рулей разной толщины с гребным винтом в свободной воде. На рис. VIII.9 и VIII.10 приведены результаты этих испытаний в виде кривых изменения коэффициентов взаимодействия в за-

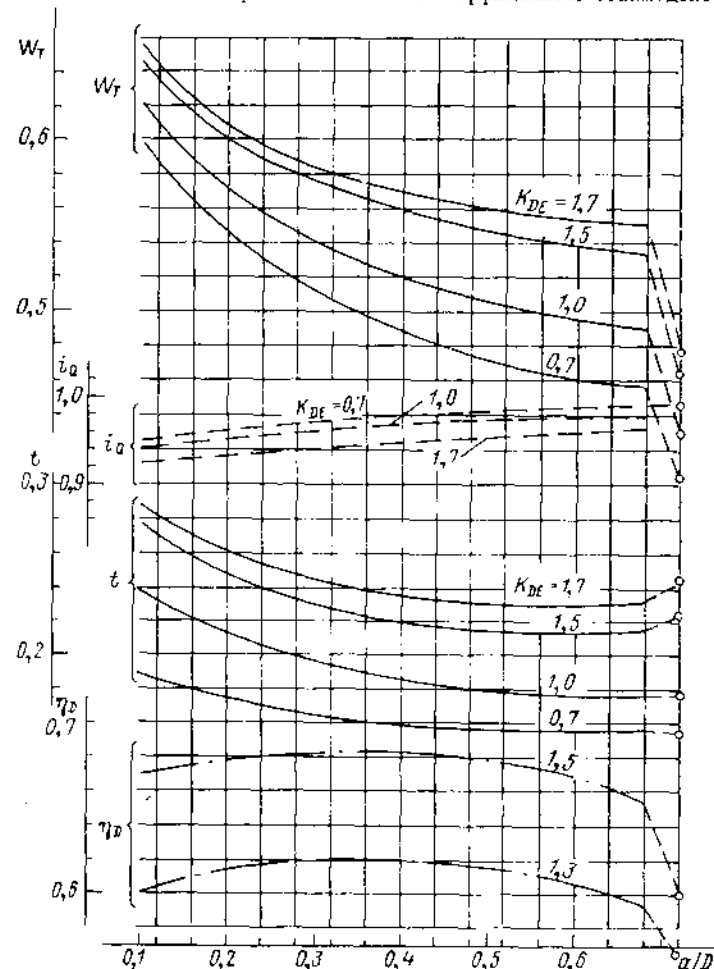


Рис. VIII.10. Влияние относительного зазора между гребным винтом и рулем на коэффициенты взаимодействия и пропульсивный коэффициент одновального судна с V-образными шпангоутами в кормовой оконечности ($L/B = 6,3$; $B/T = 2,5$; $\delta = 0,826$; $\beta = 0,98$; $x_c/L = 0,034$; $b_1/D = 0,35$; $D/T = 0,42$; $c/D = 0,216$; $e/b = 0,22$; $h/D = 1,58$).

○ — без руля.

висимости от расстояния между гребным винтом и рулем для ряда значений коэффициента нагрузки $K_{де}$. Как видно из этих рисунков, особенно существенно зависит от положения руля коэффициент попутного потока W_T . При относительно тонком руле ($e/D \approx 0,135$) пропульсивный коэффициент η_p монотонно возрастает при приближении руля к гребному винту, а при толстом ($e/D \approx 0,215$) — пропульсив-

ный коэффициент имеет слабо выраженный максимум при $a/D \approx 0,35$. Таким образом, при относительно тонком руле ($e/D \leq 0,15$) с точки зрения ходкости желательно устанавливать руль ближе к гребному винту. Однако близкое расположение руля за гребным винтом не может быть рекомендовано по соображениям вибрации руля и корпуса [75].

Основываясь на приведенных результатах и имеющихся данных по взаимодействию гребного винта с рулем, можно констатировать, что при одновременном удовлетворении требований ходкости и вибрации a/D должно приниматься равным не менее 0,2 при относительно тонком руле ($e/D \leq 0,15$). С увеличением толщины руля предельное значение зазора a/D следует увеличивать. Эмпирическая формула для выбора предельно допустимого зазора для рулей различной толщины следующая: $a/D \geq 0,2 + 1,5 [(e/D) - 0,15]$.

Предельная толщина руля, устанавливаемого за гребным винтом, на относительно тонком радиусе $r = r/R = 0,7$ в верхней части диска, как показывают данные модельных испытаний [75], не должна превышать 22% диаметра гребного винта, но крайней мере при расположении руля на расстоянии $a/D \approx 0,2$. При удалении руля от гребного винта предельно допустимая толщина руля может быть увеличена и принята равной $e/D \leq 0,22 + 0,3 [(a/D) - 0,2]$, но не более 0,25.

Приведенные соотношения могут быть использованы при определении рациональной по соображениям ходкости толщины руля и его расположения за винтом, а данные рис. VIII.9 и VIII.10 — для выполнения сравнительных расчетов ходкости при изменении размеров и расположения руля.

§ 32. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ ВЫБОР ОСНОВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ГРЕБНОГО ВИНТА

Прежде чем перейти к окончательному определению геометрических параметров гребного винта и расчетам ходкости судна, необходимо принять те его геометрические элементы, которые определяются главным образом требованиями прочности и вибрации, а также другими общепроектными соображениями, т. е. выбрать конструктивный тип гребного винта (со съемными лопастями или цельнолитой), число лопастей, относительный диаметр ступицы и некоторые другие его геометрические параметры.

Выбор диаметра гребного винта и частоты вращения. Как показывает практика, правильный выбор на ранних стадиях проектирования частоты вращения гребного вала и диаметра гребного винта, согласующихся с размерами корпуса и мощностью силовой установки, играет исключительную важную роль в достижении высоких ходовых качеств и исключении повышенной вибрации корпуса проектируемого судна. Поскольку на ранних стадиях проектирования известны лишь ориентировочные размеры судна, ожидаемая скорость и мощность установки, выполнение традиционных расчетов затруднительно и не всегда может быть осуществлено в необходимые сроки. Поэтому для оперативного решения поставленной задачи были разработаны специальные диаграммы (рис. VIII.11—VIII.15) [75]. На рис. VIII.11 приведена номограмма для определения рациональной частоты вращения и соответствующего ей диаметра гребного винта судна в зависимости от скорости обтекания движителя $v_d = v_s(1 - W_T)$ и мощности установки. Как видно из рисунка, рациональная частота вращения гребного вала слабо зависит от скорости v_d и снижается с увеличением мощности, передаваемой на винт.

Для более детального выбора основных элементов гребного винта, обеспечивающего переработку заданной мощности без недопустимой кавитации лопастей, на рис. VIII.12—VIII.15 приведены более подробные диаграммы [75] для различных фиксированных скоростей хода. Верхние части диаграмм дают связь между диаметром гребного винта и рациональной частотой его вращения для ряда заданных мощностей от 200 кВт до 37 000 кВт. На линиях постоянной мощности показаны значения потребного дискетного отношения гребного винта A_F/A_0 , включая и предельное его значение $A_F/A_0 \approx 1,0$, выше которого располагается область диаметров гребного винта и частот вращения, не обеспечивающих требуемого запаса против возникновения кавитации винта. В нижних частях приведены кривые удельного упора гребного винта T/P_D при заданной подводимой мощности и линии постоянных шаговых отношений. По изменению удельного упора T/P_D с увеличением или

уменьшением диаметра гребного винта при заданной мощности может быть оценено изменение КПД движителя $\eta_0 = \frac{T}{P_D} v_A$. При определении по этим диаграммам удельного упора T/P_D необходимо помнить, что приведенные на них значения рассчитаны для винтов с дискетным отношением $A_F/A_0 = 0,6$. Величину T/P_D для других значений A_F/A_0 рассчитывают по формуле

$$T_i/P_{D_i} = (T_i/P_{D_i})_{\text{диск}} \{1 - 0,18 [(A_F/A_0) - 0,6]\}$$

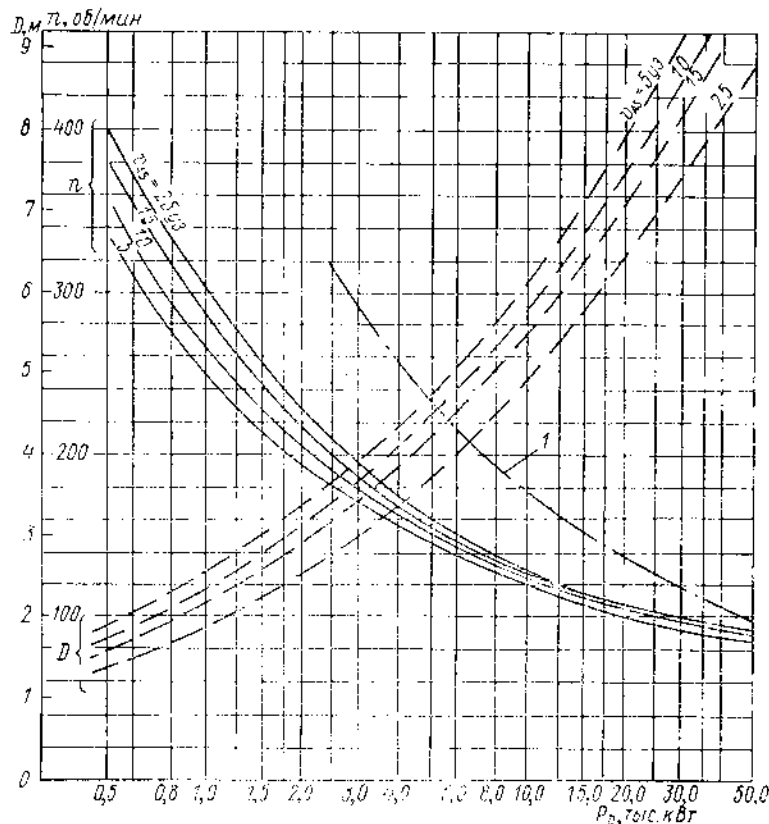


рис. VIII.11. Диаграмма для предварительного определения оптимальной частоты вращения и диаметра гребного винта в зависимости от мощности установки.

значения n , при которых заданная мощность не может быть переработана без развитой кавитации гребного винта.

Определенная по диаграммам частота вращения гребного винта заданного диаметра является предельно большой. Это принято с целью снижения трудоемкости проектирования вала-провода и двигателя. Уменьшение частоты вращения вала по сравнению с диаграммным значением на 10—15% при заданном диаметре всегда связано с точки зрения ходкости и в особенности снижения опасности кавитации гребных винтов. Для судов с тяжело нагруженным двигателем ($C_{TA} > 3,0$) увеличение диаметра гребного винта сверх традиционной величины ($D/T < 0,7$) и дальнейшего существенного уменьшения частоты вращения позволит дополнительно

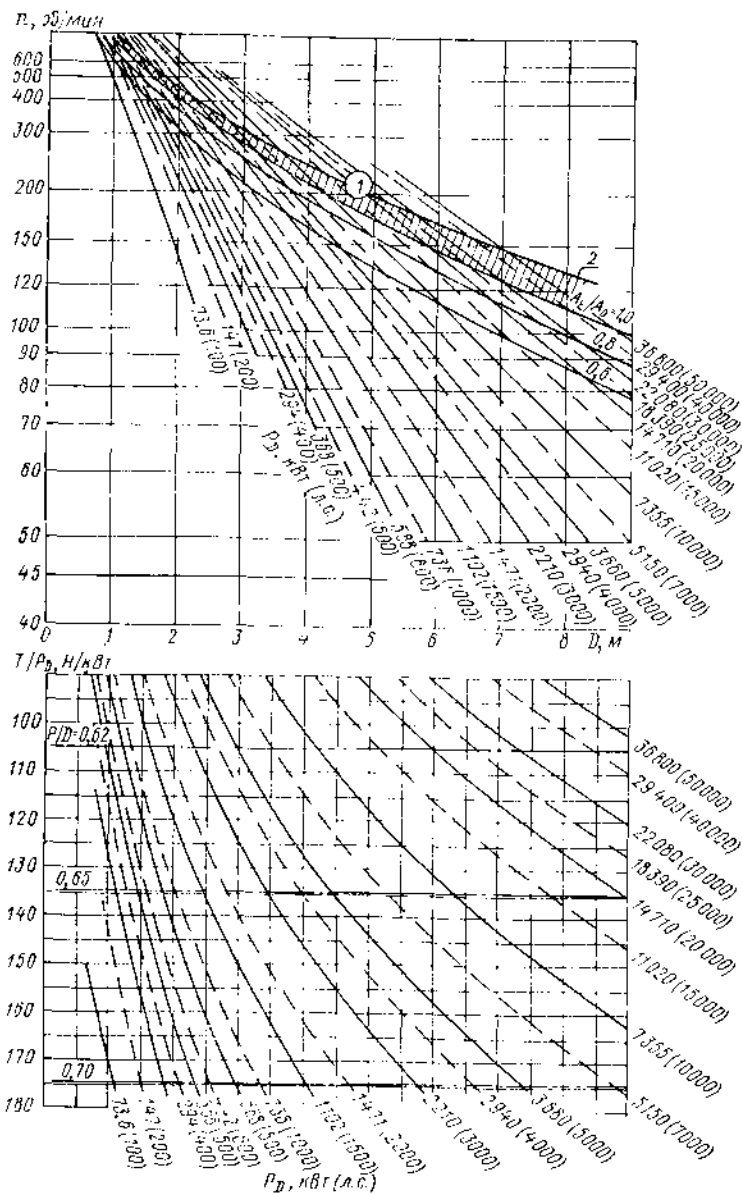


Рис. VIII.12. Диаграмма для предварительного определения основных элементов гребного винта и его частоты вращения при $u_{A_0} = 5$ уз.

1 — область мощностей и диаметров, при которых наступает развитая кавитация на лопастях ($A_E/A_0 = 1$); 2 — начало 2-ой стадии кавитации

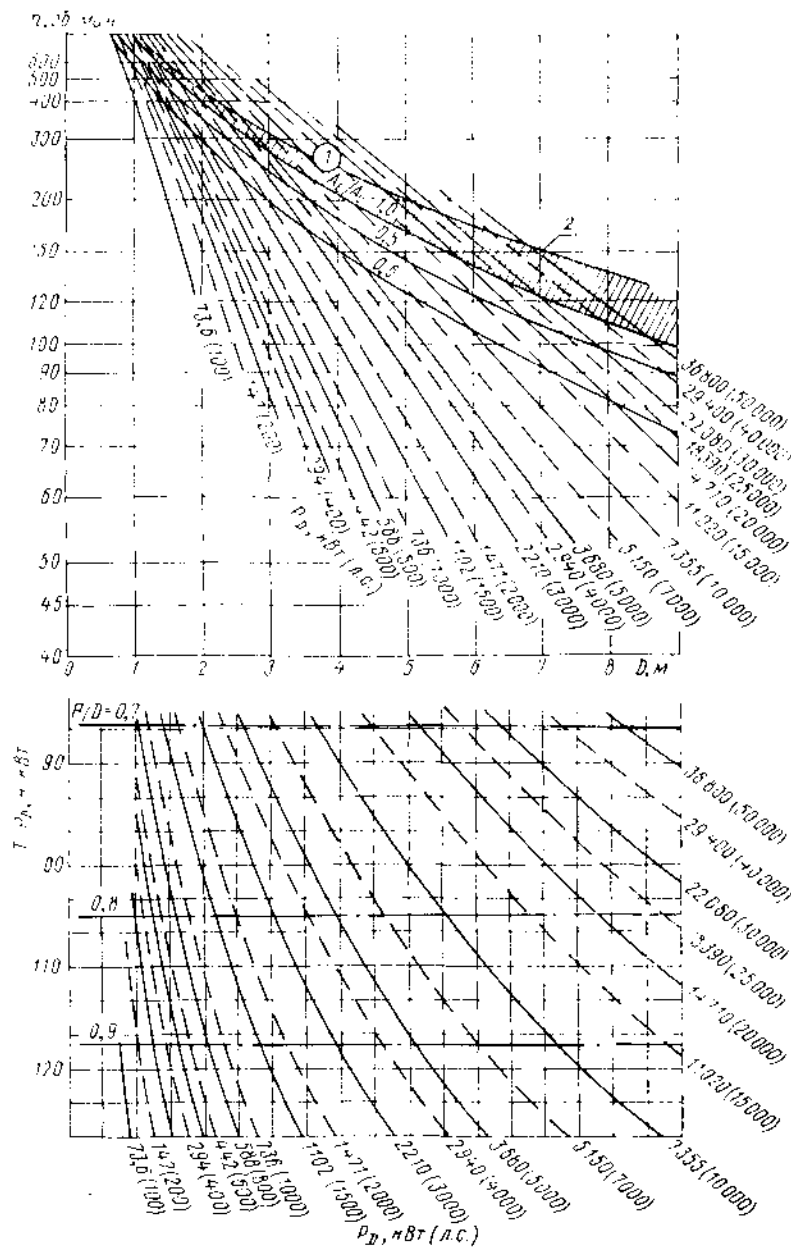


Рис. VIII.13. Диаграмма для предварительного определения основных элементов гребного винта и его частоты вращения при $u_{A_0} = 10$ уз.

1, 2 — то же, что на рис. VIII.12.

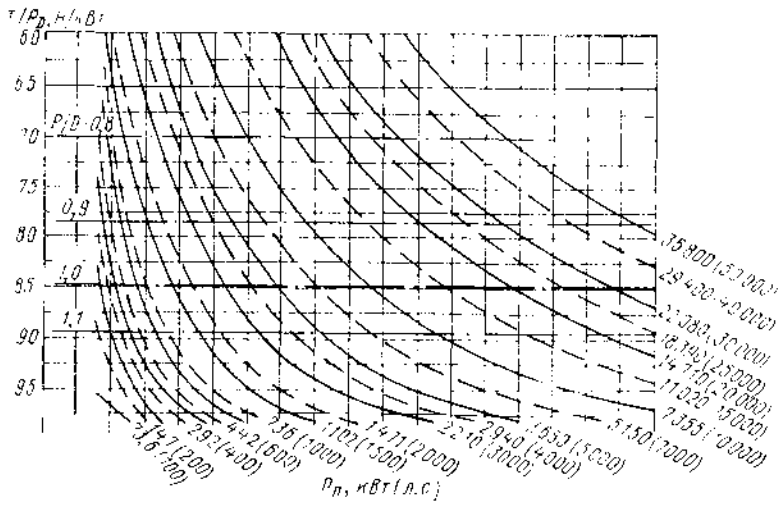
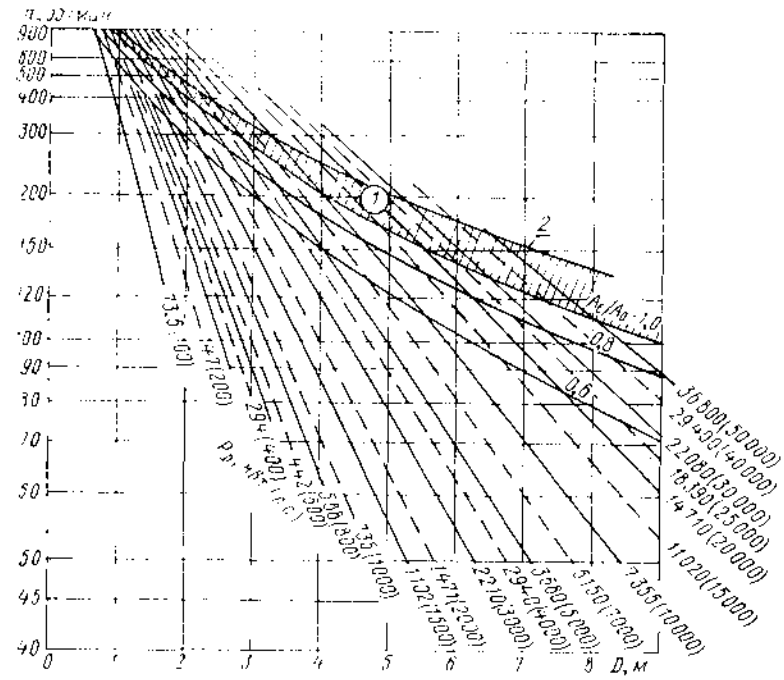


Рис. VIII.14. Диаграмма для предварительного определения основных элементов гребного винта и его частоты вращения при $v_{As} = 15$ уз.
1, 2 — то же, что на рис. VIII.12.

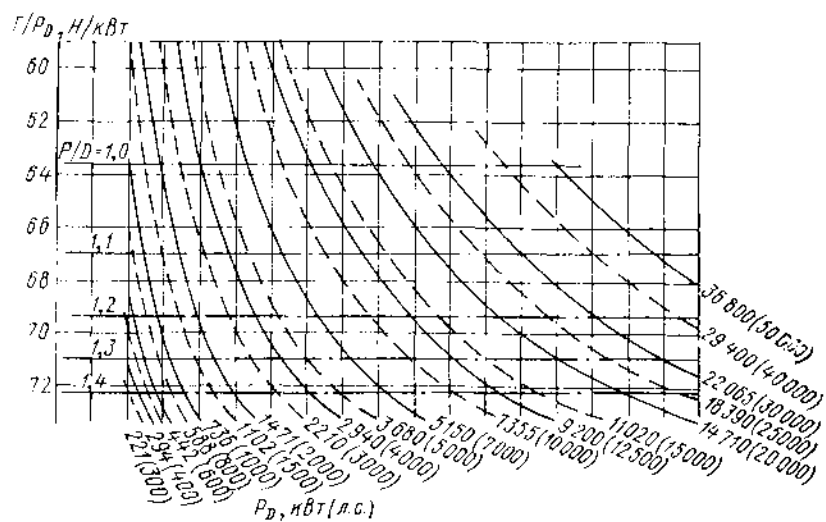
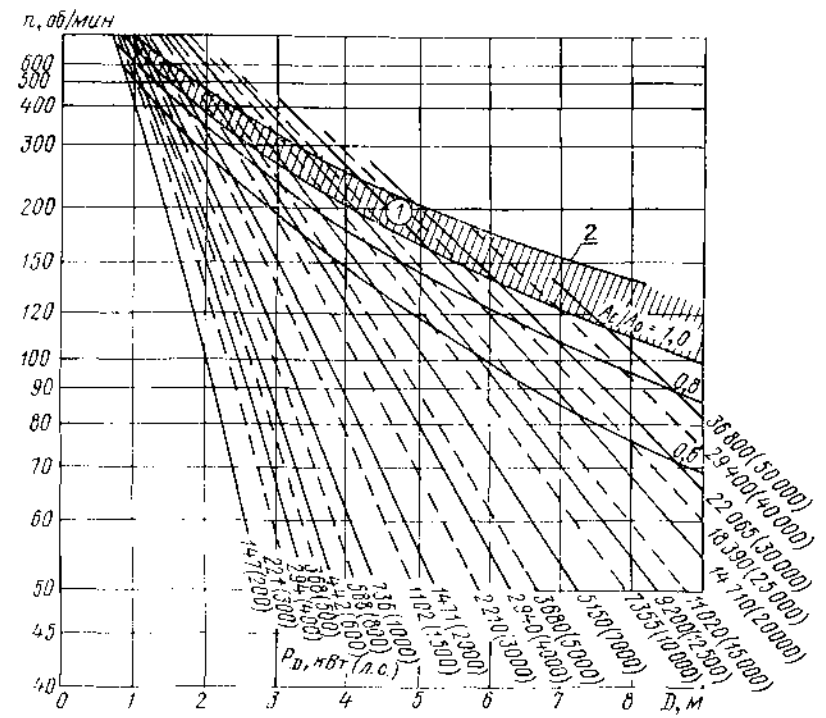


Рис. VIII.15. Диаграмма для предварительного определения основных элементов гребного винта и его частоты вращения при $v_{As} = 20$ уз.
1, 2 — то же, что на рис. VIII.12.

увеличить пропульсивный коэффициент судна на 10—12% [15]. Дисковое отношение искомого гребного винта при этом может быть рассчитано по формуле

$$A_E/A_0 = (A_E/A_0)_{\text{диаг}} \{0,8 + 0,8 [1,5 - (n_{\text{диаг}}/n)^2]\}.$$

Более подробно о построении описанных диаграмм и их использовании можно узнать из работы [75].

Сопоставительный анализ указанных диаграмм позволяет сделать вывод, что значение удельного упора T/P_D при заданной мощности существенно зависит от диаметра гребного винта только при малых скоростях обтекания движителя ($v_{As} < 10$ уз). Так, например, при увеличении диаметра гребного винта на 50—70% и снижении частоты его вращения примерно в 2—2,5 раза удельный упор возрастает при $v_{As} = 10$ уз на 20—25%, при $v_{As} = 15$ — на 15—17%, при $v_{As} = 20$ уз — на 8—10% и при $v_{As} = 25$ уз — на 4—5%. Из приведенного примера следует, что применение гребных винтов увеличенного диаметра с пониженной частотой вращения рационально только на тихоходных судах с тяжело нагруженным движителем.

Для приближенных вычислений по диаграммам рис. VIII.12—VIII.15 рациональной частоты вращения и диаметра гребного винта достаточно иметь данные о коэффициенте попутного потока W_T , ожидаемой скорости судна v_s и мощности силовой установки. Для более точного определения основных элементов гребного винта и скорости дополнительно необходимо знать коэффициент засасывания t и буксировочное сопротивление корпуса судна R_T . В этом случае по трем ближайшим к ожидаемой скорости диаграммам при заданной мощности можно вычислить

$$v_s = v_{As} (1 - W_T); T_E = (T/P_D)/(1 - t) P_D; P; D; A_E/A_0; n \text{ и } D,$$

где $T/P_D = (T/P_D)_{\text{диаг}} \{1 - 0,18 [(A_E/A_0) - 0,6]\}.$

Графической интерполяцией находят значение v_s , при котором $T_E = R_T$, и определяют основные элементы гребного винта.

Полученный диаметр гребного винта сравнивают с осадкой судна и оценивают возможность его размещения за корпусом. Желательно, чтобы для морских океанских судов $0,68T_A \leq D \leq 0,75T_A$, а для двухвалых $0,62T_A \leq D \leq 0,70T_A$. Это накладывает определенные требования к частоте вращения гребного винта при заданной мощности установки.

Выбор числа лопастей. Окончательному определению числа лопастей гребного винта должны предшествовать расчеты частот собственных колебаний корпуса, валопровода и силовой установки на основном режиме эксплуатации судна. Необходимо отметить, что при работе гребного винта за корпусом из общего спектра возбуждаемых им нестационарных вибрационных нагрузок наибольшего значения в большинстве случаев достигают амплитуды гармоник лопастной $v_1 = nZ$ и удвоенной лопастной $v_2 = 2nZ$ частот. Окончательно число лопастей проектируемого гребного винта принимают исходя из обеспечения по возможности отсутствия совпадения частот v_1 и v_2 с собственными частотами первых трех тонов колебаний корпуса, его основных конструкций и валопровода. При этом необходимо помнить, что с увеличением числа лопастей несколько возрастает дисковое отношение гребного винта, обеспечивающее заданный запас против возникновения недопустимой кавитации. Приближенно значение дискового отношения гребного винта при изменении числа лопастей и диаметра может быть определено по диаграмме, изображенной на рис. VIII.16.

Влияние числа лопастей на КПД гребного винта, выявленное при испытаниях систематических серий моделей, показано на рис. VIII.17, из которого видно, что с увеличением числа лопастей КПД гребного винта при заданной нагрузке и оптимальных диаметрах уменьшается. При переходе от $Z = 4$ к $Z = 6$ это уменьшение составляет 1—3%. Для натуральных гребных винтов (натурных чисел Re) изменение КПД с ростом числа лопастей будет меньше.

Определение диаметра ступицы. Относительный диаметр ступицы d_{II}/D гребного винта назначают с учетом конструктивных особенностей гребного винта (со съемными лопастями или цельнолитой), размеров гребного винта и других общепроектных требований. Обычно для цельнолитых гребных винтов принимают $0,18 \leq$

$d_{II}/D \leq 0,22$, для составных гребных винтов $0,26 \leq d_{II}/D \leq 0,30$. При назначении окончательного значения диаметра ступицы следует учитывать его воздействие на КПД гребного винта и пропульсивный коэффициент судна в целом [42, 75].

Для оценки влияния относительного диаметра ступицы на пропульсивный коэффициент судна можно воспользоваться данными рис. VIII.18 и гл. X. В общем можно отметить, что при установке за гребным винтом профилированного руля снижается пропульсивный коэффициент при увеличении относительного диаметра ступицы с $d_{II}/D = 0,2$ до $d_{II}/D = 0,32$ не превысит 1,5%.

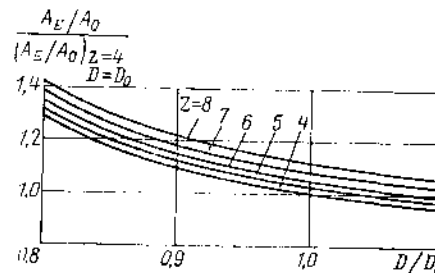


Рис. VIII.16. Диаграмма для приближенного определения дискового отношения, необходимого для обеспечения запаса против возникновения кавитации, равного запасу для гребного винта диаметром $D = D_0$ с $Z = 4$.

Рис. VIII.17. Зависимость КПД гребных винтов от числа лопастей при постоянном значении коэффициента нагрузки $K_{HT} = J_{11}^4/K_T$.

— — — серия В4-55, В5-65, В6-75; — — — серия Т6-68, Т7-70, Т8-78.

Определение наклона лопастей. Наклон лопастей гребных винтов в корму осуществляется с целью удаления лопастей гребного винта от корпуса без удлинения гребного вала. Исследования показывают, что гидродинамические характеристики и КПД гребного винта при наклоне лопастей в пределах $0 < \chi_R < 10^\circ$ практически не изменяются [34]. Вместе с тем, при наклоне лопастей увеличивается напряжение в листовом сечении из-за возрастания радиальных моментов от центробежных сил и скручивающего гидродинамического момента. Наклон лопастей гребного винта в каждом конкретном случае необходимо выбирать с учетом размеров окна чертешевы, возможностей унификации и других общепроектных требований.

Среднестатистическое значение наклона лопастей современных гребных винтов находится в пределах $\chi_R = 5 \div 10^\circ$.

Определение формы контура лопасти. Форма контура лопасти характеризуется распределением ее ширины вдоль радиуса и расположением цилиндрических сечений относительно осевой линии лопасти. Распределение ширины вдоль лопасти на периферийных

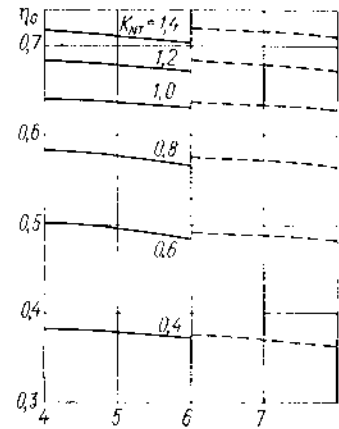


Рис. VIII.18. Влияние относительного диаметра ступицы гребного винта на пропульсивный коэффициент судна.

1 — без руля за винтом; 2 — с телесным рулем.

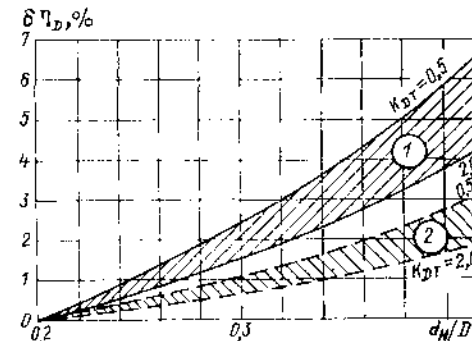


Рис. VIII.18. Влияние относительного диаметра ступицы гребного винта на пропульсивный коэффициент судна.

1 — без руля за винтом; 2 — с телесным рулем.

($\bar{r} > 0,6$) наиболее нагруженных сечениях находится при проектировочном расчете в результате удовлетворения условиям прочности и кавитации. На внутренних радиусах $b(r)$ принимается конструктивно в зависимости от размеров ступицы и типа гребного винта (ВФШ, ВРШ или винт со съёмными лопастями).

Расположение сечений относительно проекции осевой линии лопасти на плоскость диска гребного винта характеризуется координатой середины хорд профилей $c_S(r)$. Если $c_S(r)$ на всех радиусах равна нулю, контур лопасти является симметричным. Чем больше $c_S(r)$, тем большую асимметрию (саблевидность) приобретает контур лопасти. Обычно осевая линия принимается проходящей через середину кормового сечения [т. е. $c_S(r - r_H) = 0$], а $c_S(r)$ задается вдоль радиуса по параболическому закону:

$$\bar{c}_S(\bar{r}) = \frac{c_S(r)}{R} = c_{S1} \left(\frac{\bar{r} - \bar{r}_H}{1 - \bar{r}_H} \right)^2,$$

где

$$c_{S1} = \frac{\pi \theta_S^*}{180 \cos \varphi (\bar{r} = 1,0)} -$$

отстояние конца лопасти от осевой; θ_S^* — угол, характеризующий саблевидность контура и измеряемый между проекцией осевой линии лопасти и линией, соединяющей центр с серединой концевой сечения лопасти на нормальной проекции гребного винта.

Ниже приведены рекомендуемые законы изменения $c(r)$ и $c_S(r)$ для цельнолитых судовых гребных винтов фиксированного шага с относительным диаметром ступицы $d_H/D = 0,2$:

\bar{r}	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
c_{S1}/D	0,0	0,0001	0,0039	0,0083	0,0157	0,0246
$c(r)/c(r)_{\max}$	0,710	0,793	0,856	0,933	0,981	1,000
\bar{r}	0,8	0,9	0,95	0,975	1,00	
c_{S1}/D	0,0356	0,0487	0,0561	0,0600	0,0640	
$c(r)/c(r)_{\max}$	—	—	—	—	—	

Испытания моделей гребных винтов с различной саблевидностью лопастей в опытовых бассейнах и кавитационных трубах в равномерном потоке свидетельствуют о слабом влиянии саблевидности на КПД и гидродинамические характеристики винта в целом. При изменении угла саблевидности $0 < \theta_S^* < 20^\circ$ КПД четырехлопастного гребного винта в равномерном потоке практически сохраняется неизменным.

В неравномерном потоке за корпусом судна интенсивность кавитации и виброактивность гребного винта оказываются существенно зависящими от саблевидности лопастей. Как показывают исследования [16], с увеличением саблевидности лопастей снижаются значения периодических нагрузок, действующих на валопровод и обшивку кормовой оконечности корпуса. Отмечается также снижение объемов каверн, покрывающих лопасти, в условиях работы винта за корпусом при реальных значениях чисел кавитации. Указанные эффекты являются следствием того, что с увеличением саблевидности лопасти постепенно входят в область наиболее подторможенного потока за ахтерштевнем и гидродинамические характеристики гребного винта за оборот изменяются более плавно, чем в случае симметричных лопастей.

Надлежащим выбором саблевидности лопасти можно управлять амплитудами и фазами отдельных гармонических составляющих периодических нагрузок на гребном винте и давления на обшивке корпуса. Следует однако учитывать, что лопасти с достаточно большой саблевидностью оказываются менее прочными и надежными в эксплуатации, чем лопасти, близкие к симметричным, особенно в режимах реверса и заднего хода, когда вытянутый узкий конец саблевидной лопасти

оказывается в неблагоприятных условиях при взаимодействии с плавающими предметами или льдом. Поэтому установка гребных винтов с умеренной саблевидностью (с углом саблевидности, равным или меньшим половины межлопастного угла), особенно винтов регулируемого шага, может быть рекомендована на вновь проектируемых судах с ледовыми усилениями не выше класса Л2. Гребные винты с большой саблевидностью (т. е. с углом саблевидности, значительно большим половины межлопастного угла) целесообразно использовать только на уже построенных судах, на которых обнаружилась недопустимая вибрация корпуса и все возможные средства ее умерения уже использованы. При этом следует помнить, что построение лопасти с большой саблевидностью во избежание ее искривления в радиальном направлении («ложкообразности») должно производиться с использованием криволинейной образующей винтовой поверхности [75].

§ 33. ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАСЧЕТНОГО РЕЖИМА И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ГРЕБНОГО ВИНТА ПО ДИАГРАММАМ СЕРИЙНЫХ ИСПЫТАНИЙ

На заключительных стадиях проектирования, когда окончательно определены все геометрические характеристики корпуса судна и параметры силовой установки, выполняются подробные расчеты ходкости и уточняются элементы гребного винта. Важнейшим моментом при этом является выбор среднего шага гребного винта, обеспечивающего рациональное использование мощности силовой установки в процессе эксплуатации судна.

Разрушение лакокрасочного покрытия, обрастание подводной поверхности корпуса и элементов движителя, увеличение шероховатости лопастей вследствие механических повреждений и коррозионных процессов при эксплуатации наряду с влиянием метеоусловий приводят, как известно, к гидродинамическому утяжелению гребного винта. Анализ показывает, что основным, определяющим фактором утяжеления гребных винтов является обрастание корпуса и лопастей водорослями и моллюсками во время длительных стоянок в теплой морской воде. При этом чаще всего из общего количества дополнительных затрат мощности при заданной скорости 40—50 % обусловлены обрастанием лопастей гребного винта.

Статистические данные [36] показывают, что шероховатость гребных винтов, изготовленных из бронзы и нержавеющей сталей современных марок, в большинстве случаев относительно мало изменяется в процессе эксплуатации, если обрастание лопастей отсутствует. Снижение КПД гребного винта при этом также является относительно небольшим — до 5—6 %.

На некоторых судах из-за интенсивной кавитации гребных винтов или электрохимических процессов вследствие плохого электрического контакта с корпусом наблюдаются разрушения лопастей и шероховатость их поверхности существенно возрастает. Вместе с тем, практика эксплуатации показывает, что обрастание попяблемой гребными винтами мощности при заданной скорости судна, особенно после его длительной (свыше 15 дней) стоянки в тропических морях, может достигать 30 % и более. Все подобные случаи являются следствием обрастания лопастей гребного винта и должны относиться к разряду случаев нерациональной и недопустимой эксплуатации движителя. Такие примеры свидетельствуют о необходимости организации постоянного контроля за состоянием гребных винтов и омываемых струей винта деталей, разработки технических средств для своевременной очистки лопастей силами экипажа.

Разумеется, компенсация значительного обрастания гребного винта его предпринятым «облегчением» по шагу не может быть признана обоснованной. Принятое в практике проектирования гребных винтов предварительное «облегчение» по шагу назначается исходя из условий эксплуатации судна, его типа, района плавания, типа силовой установки и марки главного двигателя в предположении, что лопасти винта остаются чистыми, необросшими на протяжении всего срока эксплуатации судна.

Для судов с дизельной силовой установкой практикой судостроения рекомендован следующий подход при проектировании гребного винта фиксированного шага и определении резерва по мощности:

при эксплуатации преимущественно в южных широтах средний шаг винта следует выбирать на основном режиме эксплуатации при частоте вращения, увеличенной на 3—5 % в зависимости от типа судна и двигателя, что эквивалентно запасу по мощности в 10—15 %;

при эксплуатации преимущественно в северных широтах — на 2,5—3,0 %, что эквивалентно 8—10 %-ному запасу по мощности.

Ясно, что помимо отмеченных выше обстоятельств увеличение расчетной частоты вращения $n_{рас}$ по сравнению с номинальной n будет зависеть также от ряда других эксплуатационных факторов и, главным образом, от конструктивных особенностей его силовой установки. На основе обработки большого статистического материала Ф. М. Кацманом предложен более дифференцированный подход при определении соотношения, характеризуемого коэффициентом $k = n_{рас}/n$, когда учет особенностей эксплуатации проектируемого судна производится разделением районов преимущественной его эксплуатации на три зоны: тропики, умеренные широты и северные широты.

Конструктивный тип судна условно учитывается коэффициентом полноты корпуса δ . Предполагается, что суда с $\delta > 0,7$ в основном тихоходные, у которых превалирует сопротивление трения, а суда с $\delta < 0,7$ — быстроходные с большим волновым сопротивлением. Учитывается также периодичность докования судна (через 12 или 24 мес.).

Значения коэффициента k , несколько откорректированные авторами справочника, для дизелей различных типов приведены в табл. VIII.1, а для дизелей разных фирм-изготовителей — в табл. VIII.2.

На судах с турбинными и электрическими установками с регулированием оборотов предусматривать предварительное «облегчение» гребных винтов по шагу не требуется. Выбор среднего шага гребного винта с неповоротными лопастями на судах с существенно переменными режимами эксплуатации (ледоколах, буксирах, рыбопромысловых траулерах) производят для некоторого компромиссного режима, определение которого зависит от условий эксплуатации судна и типа силовой установки и осуществляется в каждом конкретном случае индивидуально.

После определения расчетного значения мощности, передаваемой на гребной винт, и частоты его вращения можно переходить к выполнению расчетов ходкости судна и уточнению геометрических элементов гребного винта по диаграммам гидродинамических характеристик гребных винтов, полученных в результате испытаний систематических серий моделей. Выбор диаграммы для выполнения расчетов производят исходя из значений основных элементов гребного винта, определенных в первом приближении в соответствии с рекомендациями § 32. Выполнение расчетов требует знания буксировочного сопротивления корпуса на расчетном режиме эксплуатации судна и коэффициентов взаимодействия гребных винтов с корпусом W_T , t , i_Q . Чаще всего задается также P_S , n и ограничительные характеристики силовой установки.

Расчеты ходкости и тяговых характеристик судна по диаграммам серийных испытаний моделей гребных винтов удобнее всего выполнять в табличной форме. В табл. VIII.3—VIII.5 приведены рекомендуемые схемы расчетов ходкости и элементов гребного винта для трех наиболее распространенных типов задания. Расчеты по схеме, представленной в табл. VIII.3, производят для ряда значений диаметра D , после чего выбирают то значение диаметра, при котором достигается наибольшая скорость судна при заданной мощности. Вычисления по схеме, приведенной в табл. VIII.4, выполняют для ряда значений v_s , лежащих в пределах ожидаемой скорости, и принимают значение диаметра, обеспечивающее наибольшую скорость. После выполнения расчетов по каждой из этих таблиц строят графические зависимости и определяют искомые величины.

Учитывая трудоемкость выполнения расчетов, в настоящее время все чаще используют вычислительную технику. Для удобства автоматизации расчетов диаграммы гидродинамических характеристик практически всех известных серий гребных винтов аппроксимированы полиномами (см. § 11). При выполнении расчетов на ЭВМ для всех возможных типов задания на проектирование гребного винта рекомендуется задавать ряд значений D , n и v_s . Нахождение искомых величин D_{opt} и n_{opt} производят по методу перебора вариантов. Шаговое отношение P/D по известным K_T и J рекомендуется рассчитывать методом последовательных приближений по схеме деления отрезка пополам.

Рекомендуемые значения коэффициента k

Тип двигателя	Тропики			Умеренные широты			Северные широты					
	$\delta > 0,7$			$\delta < 0,7$			$\delta > 0,7$			$\delta < 0,7$		
	Периодичность докования, мес.											
	12	24	12	24	12	24	12	24	12	24	12	24
2-тактные двигатели с турбо-наддувом	1,045	1,050	1,045	1,050	1,045	1,050	1,040	1,045	1,030	1,040	1,030	1,030
Среднеоборотные двигатели	1,045	1,050	1,040	1,045	1,045	1,050	1,040	1,050	1,035	1,045	1,030	1,035
Высокооборотные двигатели	1,040	1,045	1,030	1,040	1,030	1,030	1,030	1,030	1,030	1,030	1,030	1,030

Таблица VIII.2. Рекомендуемые значения коэффициента k для дизелей различных зарубежных фирм

Фирма-изготовитель	Тропики			Умеренные широты			Северные широты					
	$\delta > 0,7$			$\delta < 0,7$			$\delta > 0,7$			$\delta < 0,7$		
	Периодичность докования, мес.											
	12	24	12	24	12	24	12	24	12	24	12	24
«Бурмейстер ог Вайн»	1,040	1,050	1,040	1,050	1,040	1,045	1,035	1,040	1,030	1,040	1,030	1,030
«Зульцер» и лицензиаты	1,045	1,050	1,040	1,050	1,045	1,050	1,040	1,045	1,030	1,040	1,030	1,040
MAN	1,045	1,050	1,045	1,050	1,040	1,050	1,035	1,045	1,035	1,040	1,035	1,040
«Пилстик» и лицензиаты	1,045	1,050	1,045	1,050	1,045	1,050	1,045	1,050	1,035	1,045	1,030	1,035
MAK	1,045	1,050	1,045	1,050	1,045	1,050	1,040	1,045	1,030	1,035	1,030	1,030
«Флаг» и «Ансальдо»	1,045	1,050	1,040	1,050	1,045	1,050	1,040	1,045	1,030	1,035	1,030	1,030

Таблица VIII.3. Схема расчета оптимальных диаметров, шага гребных винтов и достижимой скорости одно- и двухвального судов

Исходные данные: P_S , кВт; Z ; n ; A_E/A_0 ; η_S ; Z .Искомые величины: v_s ; P/D .

Величина	Значение	Примечание
v_s , уз $v = 0,515v_s$, м/с R , Н		Задает 4- 5 значений вблизи ожидаемого
$K_{DE} = vD_i \sqrt{\rho Z P} / R$ $W_T = f(K_{DE})$ $i_Q = f(K_{DE})$ $t = f(K_{DE})$ $v_A = v(1 - W_T)$, м/с $T = R/ZP(1 - t)$, Н $J = v_A/(nD)$ $K_T = T/(\rho n^2 D^4)$ $\eta_0 = f(J, K_T)$ $P/D = f(J, K_T)$ $\eta = \eta_0 \frac{1-t}{1-W_T} \frac{1}{i_Q}$ $P = 10^{-3} R v / (\eta \eta_S Z P)$, кВт		По данным модельных испытаний По принятой диаграмме То же

Таблица VIII.4. Схема расчета оптимальных диаметров, шаговых отношений гребных винтов и достижимой скорости трехвальных судов

Исходные данные: P_{S1} , P_{S2} , P_{S3} , кВт; n_1 , n_2 , n_3 , об/с; Z_1 , Z_2 , Z_3 ; $(A_E/A_0)_t$.Искомые величины: D_1 , D_2 , D_3 , м; $(P/D)_1$, $(P/D)_2$, $(P/D)_3$.

Величина	Вал 1	Вал 2	Вал 3	Примечание
P_S , кВт n , об/с $K_{DE} = vD_i \sqrt{\rho P} / R$ $W_T = f(K_{DE})$ $t = f(K_{DE})$ $i_Q = f(K_{DE})$ $v_A = 0,515v_s(1 - W_T)$, м/с $K_{NQ} =$ $= 0,5233v_A / \sqrt{n} \sqrt{10^3 P_S \eta_S / (\rho v_A)}$				D_i — значение диаметров по первому приближению По данным модельных испытаний, прототипу или рекомендациям справочника

Величина	Вал 1	Вал 2	Вал 3	Примечание
$J = f(K_{NQ})$ $P/D = f(K_{NQ})$ $K_T = f(J, P/D)$ $K_{Ei} = \rho n^2 D^4 K_T (1 - t)$ $D = v_A / (nJ)$, м $\sum T_E = T_{E1} + T_{E2} + T_{E3}$, Н				Снимают с принятой диаграммы выше линии $K_{NQ \text{ opt}}$ в точке, где $\eta_0 = 0,99\eta_0 \text{ opt}$

Таблица VIII.5. Схема расчета ходовой характеристики судна при заданных геометрических элементах ВФШ и внешней ограничительной характеристике силовой установки

Исходные данные: $P_S = f(n)$; D , м; P/D ; Z ; A_E/A_0 ; η_S .Искомые величины: $P_S = f(v_s)$; $n = f(v_s)$.

Величина	Значение	Примечание
v_s , уз $v = 0,515v_s$, м/с $R = f(v_s, T_A, T_F)$, Н $K_{DE} = vD \sqrt{\rho P} / R$ $W_T = f(K_{DE})$ $t = f(K_{DE})$ $i_Q = f(K_{DE})$ $v_A = v(1 - W_T)$, м/с $T = R/(1 - t)$, Н $K_{DT} = v_A D \sqrt{\rho P} / T$ $J = f(K_{DT}, P/D)$ $\eta_0 = f(K_{DT}, P/D)$ $\eta_H = (1 - t)/(1 - W_T)$ $P_S = 10^{-3} R v i_Q / (\eta_0 \eta_H \eta_S)$, кВт $n = 60v_A / (DJ)$, об/мин		В требуемом диапазоне По принятой диаграмме То же

В результате описанных выше расчетов определяют скорость судна на расчетном и других режимах его эксплуатации, а также диаметр и средний шаг гребного винта. Кроме того, к этому моменту должны быть окончательно выбраны число лопастей и угол их наклона, задана саблевидность $c_s(r)$, диаметр ступицы и конструктивный тип винта (цельнолитой, со съемными лопастями и т. д.). Ориентировочно определяют также и дисковое отношение.

Полученный в результате таких действий гребной винт, геометрия которого соответствует геометрии, принятой при выполнении расчетов серии, обеспечивает переработку заданной мощности и расчетную скорость судна. Однако такой гребной винт не учитывает индивидуальные особенностей поля скоростей за корпусом проектируемого судна, что может привести к повышенным по сравнению с минимально возможными вибрационным нагрузкам и периодической кавитации на лопастях. Гребной же винт, специально приспособленный к попутному потоку корпуса, позволяет увеличить пропульсивный коэффициент судна на 2—3%. Поэтому установка на проектируемом судне гребного винта с геометрией, полученной в результате выполненных выше расчетов, не рекомендуется и может быть допущена в виде исключения на судах малосерийной постройки с малой мощностью двигателя. Как правило, эти расчеты являются первым этапом проектирования гребного винта.

Детальная геометрия лопастей гребного винта (профилировка, распределение шага и т. д.) должны быть рассчитаны на ЭВМ с учетом конкретных особенностей поля скоростей за корпусом проектируемого судна по вихревой теории (см. § 35).

§ 34. ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИНТОВЫХ ПРОФИЛЕЙ

В настоящее время в практике проектирования гребных винтов наиболее широко используются профили типа NACA-66mod, $a = 0,8$ или профили, построенные на их основе. Рассмотрим их геометрические и гидродинамические характеристики.

Геометрические характеристики. Ординаты засасывающей η^+ и нагнетающей η^- поверхностей профиля вычисляются по формулам

$$\begin{aligned} \eta^+(\xi) &= \delta_c F_C(\xi) + 0,5\delta F_T(\xi); \\ \eta^-(\xi) &= \delta_c F_C(\xi) - 0,5\delta F_T(\xi). \end{aligned} \quad (\text{VIII.1})$$

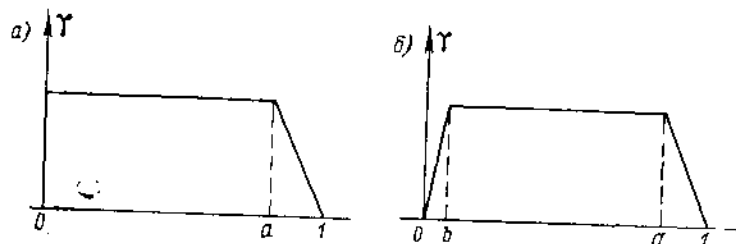


Рис. VIII.19. Распределение нагрузки вдоль хорды типа NACA, $a = 0,8$ (а) и ИК, $a = 0,8$, $b = 0,05$ (б).

где безразмерные абсцисса ξ и ордината η^+ и η^- получены делением размерных величин на $b/2$ (b — хорда профиля). Функция распределения стрелки прогиба средней линии $F_C(\xi)$ приведена в табл. VIII.6 для распределений нагрузки типа NACA и ИК (рис. VIII.19). Функция распределения толщины $F_T(\xi)$ для профиля типа NACA-66mod, обозначенная как F_{T0} , также приведена в табл. VIII.6. Ввиду того что у этих профилей толщины около кромок при малых относительных толщинах δ ($\delta < \delta_R$) оказываются недостаточными с точки зрения местной прочности рекомендуется использовать профили типа ИК-75, ИК-80 и ИК-82, построенные

Таблица VIII.6. Функции распределения толщины и кривизны винтовых профилей

см	$\frac{1-r}{2}$	$F_C(\xi)$		$F_{T0}(\xi)$ NACA-66 mod
		NACA, $a = 0,8$	ИК, $a = 0,8$, $b = 0,05$	
1,000	0	0	0	0
0,975	0,0125	0,0910	0,0686	0,231
0,950	0,0250	0,1590	0,1420	0,306
0,900	0,0500	0,2710	0,2820	0,419
0,850	0,0750	0,3660	0,3890	0,508
0,800	0,1000	0,4480	0,4750	0,584
0,600	0,2000	0,6990	0,7250	0,800
0,400	0,3000	0,8630	0,8810	0,927
0,200	0,4000	0,9610	0,9700	0,990
0,100	0,4500	0,9880	0,9920	1,000
0	0,5000	1,0000	1,0000	0,992
-0,200	0,6000	0,9790	0,9710	0,931
-0,400	0,7000	0,8890	0,8770	0,807
-0,600	0,8000	0,7030	0,6900	0,622
-0,800	0,9000	0,3590	0,3520	0,375
-0,900	0,9500	0,1710	0,1680	0,229
-1,000	1,0000	0	0	—

на базе профиля NACA-66mod. Профили ИК-75 следует использовать для гребных винтов судов без ледовых усилений, ИК-80 — для судов с ледовыми усилениями категорий Л2, Л3 по Регистру СССР, а ИК-82 — для судов с ледовыми усилениями категорий Л1 и УЛ [75].

Профили типа ИК-75 имеют следующее распределение толщины вдоль хорды:

$$F_T(\xi, \delta) = \begin{cases} F_{T0}(\xi) & \text{при } \delta \geq 0,06; \quad -1 \leq \xi \leq 1; \\ F_{T0}(\xi) & \text{при } \delta < 0,06; \quad -0,6 \leq \xi \leq 0,8; \\ F_{T1}(\xi, \delta) & \text{при } \delta < 0,06; \quad 0,8 \leq \xi \leq 0,975; \\ F_{T2}(\xi, \delta) & \text{при } \delta < 0,06; \quad -0,9 \leq \xi \leq -0,6. \end{cases} \quad (\text{VIII.2})$$

Функции $F_{T1}(\xi, \delta)$, $F_{T2}(\xi, \delta)$ графически представлены на рис. VIII.20.

Функцию распределения толщины для профилей типа ИК-80 и ИК-82 вычисляют по формулам

$$F_T(\xi, \delta) = \begin{cases} 2(a_0 + a_1\xi + a_2\xi^2 + a_3\xi^3 + a_4\xi^4) & \text{при } \delta \leq \delta_R; \\ 2F_{T0}^*(\xi) & \text{при } \delta > \delta_R. \end{cases} \quad (\text{VIII.3})$$

Значения коэффициентов a_i и относительной толщины δ_R приведены в табл. VIII.7 и VIII.8.

Диаметр закругления передней кромки профилей рекомендуется принимать равным 0,1с. Выходящая кромка профилей начиная с некоторой точки хорды, отстоящей от кромки на расстоянии s , заостряется по плавной кривой, касательной к контуру профиля. Толщина на кромке составляет 1 мм для профилей ИК-75 и ИК-80 и 2 мм — для ИК-82. Расстояние s вычисляют по формуле

$$s/b = \begin{cases} 0,006 + 0,27\delta & \text{для ИК-75;} \\ 0,007 + 0,25\delta & \text{для ИК-80;} \\ 0,016 + 0,21\delta & \text{для ИК-82.} \end{cases}$$

Площадь сечения профилей типа NACA-66mod можно найти из выражения

$$F = g_1 e b, \quad (\text{VIII.4})$$

где $g_1 = 0,720$; e — максимальная толщина профиля.

Моменты сопротивления профиля типа NACA-66mod относительно точек C и D (рис. VIII.21) равны

$$W_C = \xi_C e^2 b; \quad W_D = \xi_D e^2 b, \quad (\text{VIII.5})$$

а относительно точек A и B

$$W_{A, B} = \xi_{A, B} e b^2. \quad (\text{VIII.6})$$

Значения коэффициентов ξ_C , ξ_D и $\xi_{A, B}$ даны в табл. VIII.9 и на рис. VIII.21.

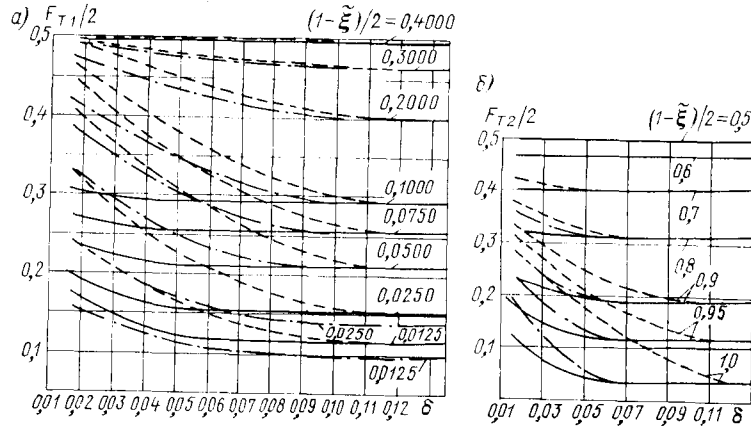


Рис. VIII.20. Изменение функции относительной толщины для входящей (а) и выходящей (б) частей различных профилей.

— — — — — ИК-75; - · - · - ИК-80; - - - - ИК-82.

Гидродинамические характеристики. В рамках линейной теории невязкой жидкости рассмотренные выше распределения нагрузки соответствуют расчетному режиму безударного входа и дают следующую связь между коэффициентом подъемной силы C_Y , относительной кривизной δ_C и углом атаки α_i :

$$\delta_C = A_1 C_Y; \quad \alpha_i = A_2 C_Y. \quad (\text{VIII.7})$$

Значения коэффициентов A_1 и A_2 приведены в табл. VIII.10.

Коэффициент подъемной силы тонкого профиля в невязкой жидкости равен

$$C_{Yi}^{(0)} = 2\pi (\alpha + 2\delta_C), \quad (\text{VIII.8})$$

где α — угол атаки. С учетом толщины профиль типа ИК-75, $a = 0,8$ имеет в невязкой жидкости коэффициент подъемной силы, равный

$$C_{Yi} = 2\pi \mu_2 (\alpha + 2\kappa_2 \delta_C), \quad (\text{VIII.9})$$

где

$$\mu_2 = 1 + 0,87\delta; \quad \kappa_2 = 1,015. \quad (\text{VIII.10})$$

В вязкой жидкости указанный профиль развивает подъемную силу, коэффициент которой равен (с учетом толщины) [75]

$$C_Y = 2\pi (\alpha + 2\kappa \delta_C). \quad (\text{VIII.11})$$

Таблица VIII.7. Значения коэффициентов a_i , функций F_{T0} , F_C и относительной толщины δ_k для профилей ИК-80

$\frac{1-\xi}{2}$	δ_k	F_C	F_{T0}	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
0,0000	0,00	0,000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
0,0200	0,10	0,133	0,1235	0,2485	-2,072917	-15,98960	463,5420	0,0000
0,0400	0,10	0,228	0,1850	0,3750	-4,795821	38,85410	-72,9162	-2213,54000
0,0600	0,10	0,310	0,2280	0,4180	-3,775000	10,41660	187,5000	-260,41200
0,0800	0,10	0,383	0,2620	0,4570	-4,241665	35,93750	-208,3330	-1041,67000
0,1000	0,10	0,448	0,2920	0,4695	-3,170832	14,99990	-10,4163	781,24900
0,1200	0,10	0,509	0,3190	0,4865	-3,195832	23,54160	-135,4160	-0,00117
0,1400	0,10	0,562	0,3430	0,4980	-3,216665	33,89410	-302,08300	520,83200
0,1600	0,10	0,612	0,3640	0,4990	-2,495832	20,31250	-166,6660	1302,08000
0,1800	0,10	0,658	0,3830	0,4980	-1,733333	3,75000	20,8335	781,24900
0,2000	0,10	0,699	0,4002	0,5150	-2,858331	44,16610	-479,1660	-0,00049
0,2500	0,10	0,791	0,4370	0,5045	-1,060416	2,55207	26,0418	2083,33000
0,3000	0,10	0,863	0,4637	0,5037	-0,681249	5,67707	-46,8749	-130,20900
0,3500	0,10	0,919	0,4830	0,5080	-0,9583324	22,70830	-260,4160	182,22900
0,4000	0,10	0,961	0,4950	0,5000	-0,050000	0,00000	0,00000	1041,66000
0,4500	0,00	0,988	0,5000	0,5000	0,000000	0,00000	0,00000	0,00000
0,5000	0,00	1,000	0,4962	0,4962	0,000000	0,00000	0,00000	0,00000
0,5500	0,00	0,996	0,4835	0,4835	0,000000	0,00000	0,00000	0,00000
0,6000	0,00	0,978	0,4653	0,4653	0,000000	0,00000	0,00000	0,00000
0,6500	0,06	0,942	0,4375	0,4555	-0,9799999	19,7708	-174,9990	572,91600
0,7000	0,06	0,889	0,4035	0,4560	-2,993747	62,9687	-578,1240	1953,12000
0,7500	0,06	0,809	0,3165	0,4340	-3,402081	58,2813	-432,2910	1271,98000
0,8000	0,07	0,703	0,3110	0,3990	-2,739582	16,4590	161,4590	481,71000
0,8250	0,07	0,542	0,2540	0,3565	-1,614584	-27,2396	723,9580	-3776,04000
0,8500	0,07	0,453	0,2220	0,3320	-1,702084	-39,3229	942,7080	-4817,10000
0,8750	0,07	0,359	0,1890	0,3130	-0,933336	-77,1875	1458,3300	-7031,25000
0,9000	0,07	0,266	0,1520	0,2970	-0,970837	-102,7070	1854,1700	-8854,17000
0,9250	0,07	0,171	0,1143	0,2790	-1,170837	-124,635	1927,0800	-9124,58000
0,9500	0,07	0,0823	0,0740	0,2560	-1,210420	-124,635	2052,0800	-9635,42000
0,9750	0,07	0,0000	0,0333	0,2088	-1,097076	-208,885	2213,5400	-10286,50000
1,0000	0,07	0,0000	0,0000	0,0000	0,000000	0,00000	3269,7900	-14661,50000

Таблица VIII.8. Значения коэффициентов a_i , относительной толщины δ_k и функции $F_{T_0}^*$ для профилей ИК-82

$\frac{1-\xi}{2}$	δ_k	$F_{T_0}^*$	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
0,0125	0,11	0,1160	0,3055151890	-4,1917201390	33,403918240	-121,23158270	196,38844330
0,0200	0,11	0,1385	0,3833964345	-5,5739892370	50,708051430	-228,21798110	409,48449500
0,0250	0,11	0,1540	0,4087453250	-5,3247995920	40,102123230	-118,07369590	19,61935124
0,0400	0,12	0,1890	0,4702703268	-5,8597639020	61,308245830	-465,41148700	1 655,52556100
0,0500	0,12	0,2110	0,4901742937	-5,3820721460	50,610253410	-387,01052400	1 478,85633600
0,0600	0,12	0,2295	0,5243784187	-6,4709968010	75,291913330	-610,70581000	2 184,03537600
0,0750	0,12	0,2550	0,5278500362	-5,2228687190	46,578638930	-325,35631800	1 183,51683500
0,0800	0,12	0,2630	0,5305626587	-5,0707493050	44,804597170	-318,01396610	1 183,14778800
0,1000	0,12	0,2930	0,5297756222	-3,9830028430	28,172871490	-200,24984280	876,77408300
0,1200	0,12	0,3190	0,5258450742	-2,9857584910	11,905613360	-66,74194618	459,00142100
0,1400	0,12	0,3425	0,5361289986	-3,3116244320	28,134605430	-250,52139680	1 117,65568900
0,1600	0,12	0,3635	0,5320750184	-2,6979898420	20,703478370	-195,62690970	941,98507700
0,1800	0,12	0,3832	0,5210686773	-1,6819340260	3,163643433	-39,41321877	417,61454960
0,2000	0,12	0,4015	0,5150266086	-1,1327006380	-5,797188817	60,04592096	10,32735517
0,2500	0,12	0,4380	0,5033441722	0,0816792193	-27,136231510	290,01654670	-894,11474800
0,3000	0,12	0,4638	0,5065128449	-0,4625494726	-0,499589147	87,28937520	-318,84788950
0,350	0,09	0,4830	0,4773515195	2,470212525	-90,160008230	1 159,45718400	-5 056,76216000

Продолжение табл. VIII.8

$\frac{1-\xi}{2}$	δ_k	$F_{T_0}^*$	a_0	a_1	a_2	a_3	a_4
0,400	0,06	0,4960	0,6648123620	-18,485476390	730,159049000	-12 254,34474000	73 969,45753000
0,450	0,02	0,5000	0,5000000000	0,0	0,0	0,0	0,0
0,500	0,02	0,4962	0,4962000000	0,0	0,0	0,0	0,0
0,550	0,02	0,4855	0,4855000000	0,0	0,0	0,0	0,0
0,600	0,02	0,4670	0,4670000000	0,0	0,0	0,0	0,0
0,650	0,05	0,4400	0,3449173464	13,198519260	-633,953871000	12 847,12982000	-93 749,31068000
0,700	0,07	0,4038	0,3842703063	4,700291909	-212,945395100	3 554,78839100	-20 225,86036000
0,750	0,08	0,3605	0,4163176930	-0,768551746	-26,447802700	612,96544220	-3 391,58927900
0,800	0,09	0,3110	0,4221539839	-3,178722698	36,951412470	-267,91642310	1 084,32586500
0,825	0,09	0,2855	0,4196642601	-3,716520340	42,042127740	-294,76273900	1 138,18480300
0,850	0,09	0,2600	0,3978574601	-2,559586762	-1,820050480	250,30671310	-1 146,75823900
0,875	0,09	0,2345	0,4068239766	-4,250144625	42,560285220	-316,58730640	1 467,73043000
0,900	0,09	0,1990	0,3856618883	-2,925346890	-16,812288090	596,17473170	-3 371,58329100
0,925	0,11	0,1830	0,3862793968	4,113078595	22,342303200	-58,21150267	429,62972300
0,950	0,11	0,1559	0,3793861975	-4,309452177	19,863029520	-22,72909151	317,35994320
0,975	0,11	0,1280	0,3778664000	-4,996245910	32,231803710	-168,11740100	957,52782770
1,000	0,12	0,1000	0,4290800994	-9,159072932	123,876399200	1 068,10021800	4 165,71853000

Здесь $\mu = \mu_1 \mu_2$; $\kappa = \kappa_1 \kappa_2$, где μ_1 — коэффициент, характеризующий влияние вязкости на градиент подъемной силы профиля:

$$\mu_1 = 1 - \exp(-0,0691 + 12,466 - 0,4271 \lg \text{Re}); \quad (\text{VIII.12})$$

κ_1 — коэффициент, характеризующий влияние вязкости на угол нулевой подъемной силы профиля:

$$\kappa_1 = 1 + \frac{\delta(\delta - 0,05)}{(0,1074 \lg \text{Re} - 0,4378)^2}. \quad (\text{VIII.13})$$

Здесь $\text{Re} = v_0 b / \nu$ — число Рейнольдса для профиля (при расчетах профиля в составе лопасти $v_0 = v_H$).

Зависимости (VIII.10), (VIII.12) и (VIII.13) получены в результате аппроксимации результатов систематических расчетов профилей типа ИК-75 по программам, разработанным Н. Ю. Завадовским и А. А. Русецким [29] (для невязкой жидкости) и В. В. Дробленковым и Г. И. Каневским [25] (для вязкой жидкости). Эти формулы справедливы в следующих диапазонах параметров: для функций μ_1 и κ_1 $\text{Re} \geq 10^5$; $0 \leq \delta \leq 0,10$; $0 \leq \delta_C \leq 0,03$; $-0,1 \leq C_Y \leq 0,3$; для функций μ_2 и κ_2 $0 \leq \delta \leq 0,20$; $0 \leq \delta_C \leq 0,03$. При расчетах профилей, обтекаемых вязкой жидкостью, предполагалось, что поверхность гидродинамически гладкая, а степень свободной турбулентности равна 2%.

Анализ результатов расчетов, произведенных с использованием формул (VIII.9) — (VIII.13), показывает, что в диапазоне углов атаки, характерных для «рабочих» сечений лопасти на расчетном или близком к нему режимах работы гребного винта, коэффициент подъемной силы профилей в вязкой жидкости меньше соответствующего значения для тонкого профиля в невязкой жидкости. Это означает, что профиль, средняя линия и угол атаки которого определены по линейной теории (например, по линейной теории несущей поверхности, см. § 35) из условия обеспечения заданного коэффициента подъемной силы, не обеспечит при работе в вязкой жидкости необходимого значения C_Y . Для выхода на расчетный режим по подъемной силе угол атаки в вязкой жидкости должен быть равен

$$\alpha = \alpha_i + \Delta\alpha_f, \quad (\text{VIII.14})$$

где α_i — угол атаки в невязкой жидкости:

$$\Delta\alpha_i = \alpha_i \left(\frac{1}{\mu} - 1 \right) - 2\delta_C \left(\kappa - \frac{1}{\mu} \right). \quad (\text{VIII.15})$$

Для режима безударного входа относительная кривизна δ_C , угол атаки α_i и расчетный коэффициент подъемной силы C_Y связаны зависимостями (VIII.7); для этого режима формула (VIII.15) упрощается и после преобразований принимает вид:

$$\Delta\alpha_f = C_{Y0} \left[A_2 \left(\frac{1}{\mu} - 1 \right) - 2A_1 \left(\kappa - \frac{1}{\mu} \right) \right] = 5,364 C_{Y0} / \text{Re}^{0,4249}, \quad (\text{VIII.16})$$

где C_{Y0} — расчетное значение коэффициента подъемной силы.

Таблица VIII.9. Значения коэффициентов ξ_C , ξ_D и $\xi_{A,B}$ для профилей типа *NACA-66 mod*, $\alpha = 0,8$

Коэффициент	δ_C/δ					
	0	0,05	0,10	0,20	0,30	0,50
ξ_C	0,08334	0,08401	0,08924	0,11240	0,15090	0,26770
ξ_D	0,08334	0,08752	0,09687	0,13250	0,19320	0,40560
$\xi_{A,B}$	0,07347	0,07347	0,07348	0,07348	0,07348	0,07348

Таблица VIII.10. Значения коэффициентов формул (VIII.7) и (VIII.19)

Распределение толщины	Средняя линия	A_1	$A_2, ^\circ$	a_1	b_1
<i>NACA-66mod</i>	<i>NACA</i> , $\alpha = 0,8$	0,0679	1,54	1,25	0,263
	ИК, $\alpha = 0,8$; $b = 0,05$	0,0733	1,0	1,25	0,263
ИК-75	<i>NACA</i> , $\alpha = 0,8$	0,0679	1,54	1,25	0,272
	ИК, $\alpha = 0,8$; $b = 0,05$	0,0733	1,0	1,25	0,272

Аппроксимация результатов систематических расчетов вязкостного сопротивления профилей типа ИК-75 дает следующую формулу для коэффициента вязкостного сопротивления профилей:

$$C_X = C_{F0} (1 + 2,3\delta), \quad (\text{VIII.17})$$

где $C_{F0} = 0,05808 / \text{Re}^{0,1458}$. Коэффициент обратного качества профиля равен

$$\varepsilon \equiv \frac{C_X}{C_Y} = \frac{0,05808 (1 + 2,3\delta)}{C_Y \text{Re}^{0,1458}}. \quad (\text{VIII.18})$$

Формулы (VIII.17) и (VIII.18) справедливы в диапазоне параметров: $10^5 \leq \text{Re} \leq 3 \cdot 10^7$; $0 \leq \delta \leq 0,10$; $-0,1 \leq C_Y \leq 0,3$.

На рис. VIII.22 показан график изменения коэффициента обратного качества и зависимости от C_Y и Re . Там же приведены данные, соответствующие известной логарифмической диаграмме Лаврентьева — Гречина [43].

Минимальный коэффициент давления на профиле *NACA-66mod*, $\alpha = 0,8$ или ИК-75 со средней линией ИК, $\alpha = 0,8$, $b = 0,05$ на расчетном безударном режиме обтекания может быть вычислен по формуле линейной теории

$$-\bar{p}_{\min} = (1 + a_1 \delta + b_1 C_Y)^2 - 1, \quad (\text{VIII.19})$$

где a_1 и b_1 — коэффициенты, значения которых даны в табл. VIII.10. Диаграммы $\varepsilon - \delta - \bar{p}_{\min}$ приведены на рис. VIII.23.

Минимальный коэффициент давления на профиле при произвольном режиме обтекания на засасывающей и нагнетающей сторонах профиля находят по формулам [3]:

$$\bar{p}_{\min} = (1 + u_1\delta + u_2C_V + u_3\delta_C)^2 - 1;$$

$$\bar{p}_{\min} = (1 + u_{11}\delta)^2 + \frac{u_{12}}{\delta^2} (C_V - u_{13}\delta_C)^2 - 1. \quad (\text{VIII.20})$$

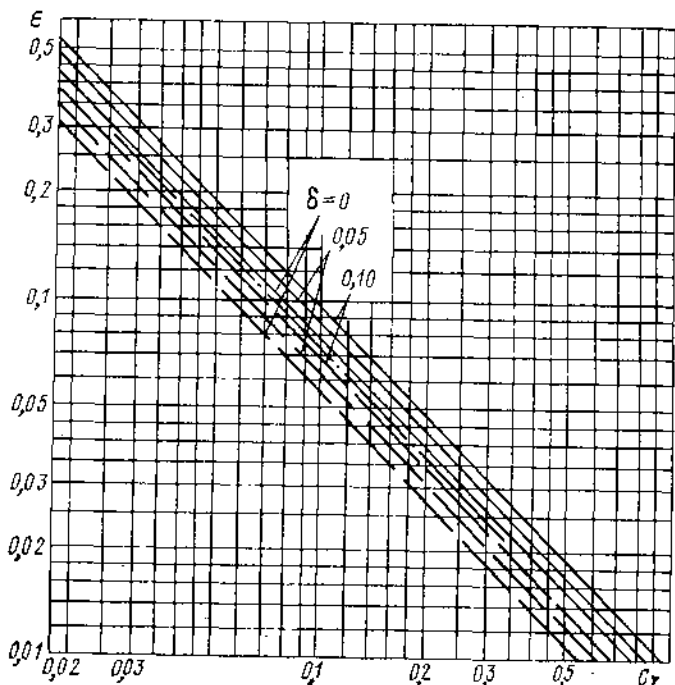


Рис. VIII.22. Зависимость коэффициента обратного качества винтовых профилей ИК-75, $a = 0,8$ от C_V и δ .

— $Re = 10$; - - - - $Re = 10^4$; - · - · по данным В. М. Главрецева и М. А. Гречина.

За значение \bar{p}_{\min} принимают наибольшее из полученных по этим формулам. Для профиля типа $NACA-66mod$, $a = 0,8$ коэффициенты равны: $u_1 = 1,25$; $u_2 = 0,150$; $u_3 = 1,65$; $u_{11} = 0,75$; $u_{12} = 0,1195$; $u_{13} = 13,9$. Первое выражение соответствует точкам на средней части профиля («площадке» кавитационной диаграммы), а второе — минимуму давлений вблизи передней кромки («ветви» кавитационной диаграммы).

Гидродинамические характеристики профилей типа $NACA-66mod$, $a = 0,8$ при частичной кавитации приведены в § 37.

§ 35. ПРОЕКТИРОВОЧНЫЙ РАСЧЕТ ГРЕБНОГО ВИНТА ПО ВИХРЕВОЙ ТЕОРИИ

Проектировочный расчет гребного винта по вихревой теории производят после расчетов ходкости судна и определения основных элементов движителя по диаграммам. По этой причине при расчете по вихревой теории считают известными диаметр гребного винта, число лопастей, коэффициент упора, относительную поступь.

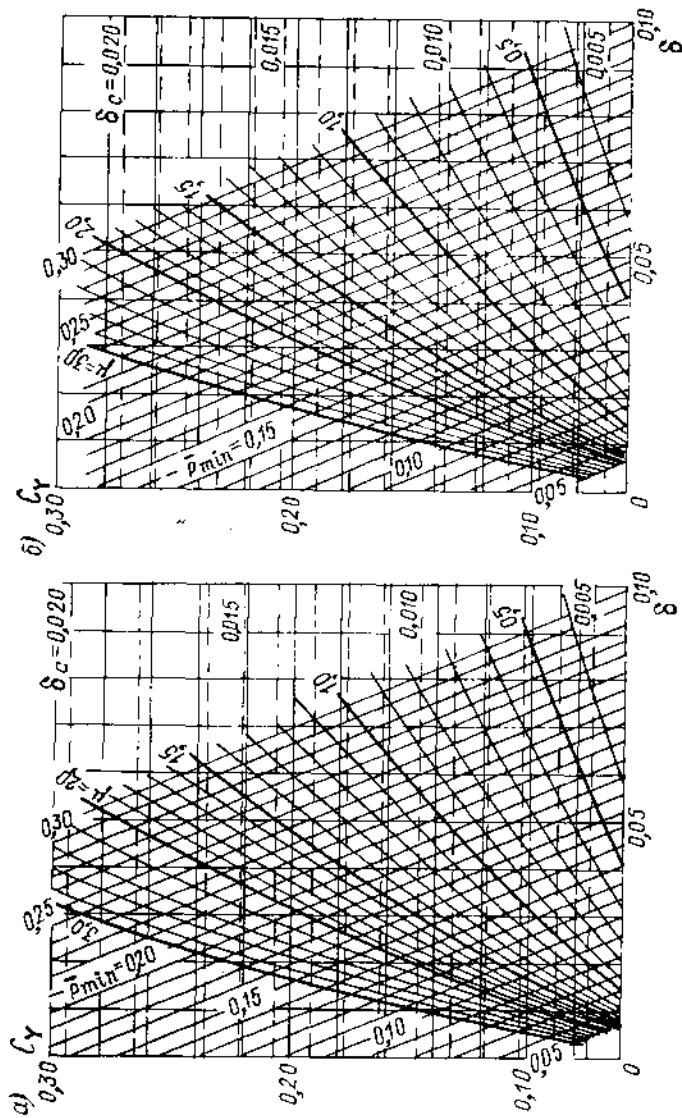


Рис. VIII.23. Диаграммы минимальных коэффициентов давления для профилей со средней линией типа $NACA$, $a = 0,8$ и распределением толщины $NACA-66mod(a)$ и профилей типа ИК-75 со средней линией ИК, $a = 0,8$; $b = 0,05$ (б) на расчетном режиме безударного входа.

— — — значения относительной кривизны профилей, соответствующие расчетному режиму.

На этапе проектирования гребного винта по вихревой теории ширину и толщину лопастей рекомендуется определять из совместного удовлетворения требованиям прочности и отдаления кавитации по В. М. Лаврентьеву. При этом должны быть заданы основные элементы гребного винта и режим его работы, характеристики прочности материала и соответствующие коэффициенты запаса. Совместные условия обеспечения общей статической прочности лопастей и отдаления кавитации имеют вид [43]:

$$\begin{cases} \delta^{2/3} \frac{b}{D} = A_d; \\ K_{\sigma} \sigma_S = \bar{p}_{\min}; \\ C_Y \frac{b}{D} = B, \end{cases} \quad (\text{VIII.21})$$

где $A_d = 0,01 \sqrt[3]{\frac{K_d m_A T}{Z D^2 \sigma_{\text{вп}}}}$ — характеристика прочности;

K_d — коэффициент прочности [43]:

\bar{r}	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,975
K_d	320	274	225	164	111	65	29,5	10,7	6,3	5,0

m_A — коэффициент запаса, определяемый в соответствии с Правилами Регистра СССР:

Категория ледовых усиления . . .	Без ледовых усилений	Л3	Л2	Л1	УЛ	УЛА
m_A	8,0	9,0	10,0	11,2	12,5	14

$\sigma_{\text{вп}}$ — временное сопротивление материала;

$$\sigma_S = \frac{J^2}{(\pi \bar{r})^2 + J^2} \sigma_0 \quad (\text{VIII.22})$$

— число кавитации для сечения гребного винта на радиусе \bar{r} ; B — гидродинамическая характеристика, известная из расчета по теории несущей линии или данным § 9; K_{σ} — коэффициент запаса, равный произведению четырех сомножителей: $K_{\sigma} = K_{\sigma L} K_{\sigma \Phi} K_{\sigma t} K_{\sigma r}$. Здесь

$$K_{\sigma L} = \frac{p_a + \rho g h_{0,8}^B - p_v}{p_a + \rho g h_{0,8}^{\text{ПГ}} - p_v} \left(\frac{n^{\text{ПГ}}}{n^B} \right)^2 \frac{0,05 + 0,263 B^{\text{ПГ}}}{0,05 + 0,263 B^B}$$

(индексы «ПГ» и «Б» соответствуют условиям загрузки судна с полным грузом и в балласте; p_a — атмосферное давление; $h_{0,8}$ — заглубление сечения лопасти на $\bar{r} = 0,8$ в ее вертикальном положении); $K_{\sigma \Phi}$ зависит от степени окружной неравномерности попутного потока и определяется по рис. VIII.24; $K_{\sigma t}$ характеризует относительное время эксплуатации судна в режиме, наиболее опасном с точки зрения кавитации (рис. VIII.25); $K_{\sigma r} = 1,10 - 0,25 \bar{r}$.

Коэффициент минимального давления \bar{p}_{\min} на спинке профиля в расчетном режиме безударного входа вычисляется по формуле (VIII.19).

Графически система (VIII.21) представлена на рис. VIII.26, где линии $\mu = \text{const}$ соответствуют постоянному моменту сопротивления сечения, т. е. постоянным прочностным качествам, а линии $\bar{p}_{\min} = \text{const}$ — постоянному запасу против возникновения кавитации на спинке профиля. Точка пересечения этих линий удовлетворяет обоим требованиям, т. е. решению системы (VIII.21). Следует отметить, что эта точка соответствует наивысшему гидродинамическому качеству профиля сечения. Для профилей типа NASA-66 со средней линией NASA, $a = 0,8$ и ИК-75 с ИК, $a = 0,8$, $b = 0,05$ решение системы (VIII.21) может быть найдено с помощью рис. VIII.23.

В результате решения системы нелинейных уравнений (VIII.21) для ряда расчетных радиусов становятся известными три величины: b/D , δ , C_Y , необходимые для построения контура лопасти и проведения дальнейших проекторочных расчетов.

Следует отметить, что проектирование гребного винта может быть осуществлено как для модельных, так и натурных чисел Re . Расчет для модельных чисел Re рекомендуется производить в том случае, если сопротивление судна и коэффициенты взаимодействия определены по традиционной схеме (с использованием корреляционной надбавки

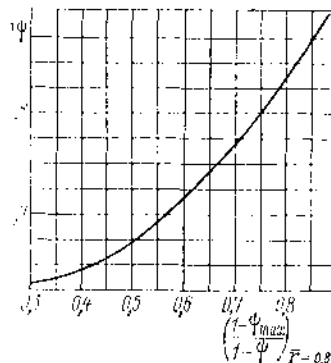


Рис. VIII.24. Зависимость коэффициента запаса $K_{\sigma \Phi}$ от степени окружной неравномерности попутного потока.

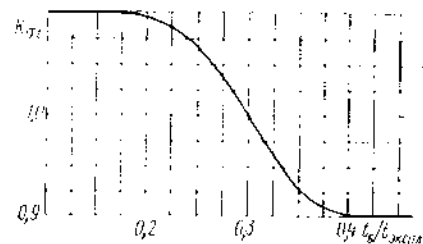


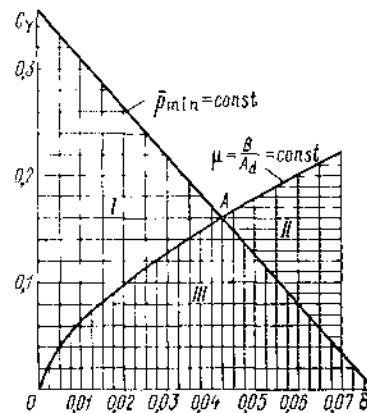
Рис. VIII.25. Зависимость коэффициента запаса $K_{\sigma t}$ от относительного времени эксплуатации судна в режиме, наиболее опасном с точки зрения кавитации.

из шероховатости). Если же сопротивление судна рассчитано по аффинной зависимости и учтены масштабные эффекты коэффициентов взаимодействия, то проектирование гребного винта необходимо производить на натурные условия.

Результатом расчета по вихревой теории являются распределения шагового сечения и относительной кривизны сечений лопастей. Проектирование гребного

Рис. VIII.26. Диаграмма $C_Y - \delta - C_p \min$, иллюстрирующая решение системы (VIII.21).

I — область значений C_Y и δ , удовлетворяющих условию отсутствия кавитации на спинке профиля; II — область значений, обеспечивающих прочность лопасти; III — область решений системы (VIII.21); точка А — решение системы, обеспечивающее наивысшее гидродинамическое качество профиля.



винта, приспособленного к попутному потоку или имеющего заданное распределение циркуляции, осуществляется на ЭВМ. Здесь рассматривается проектирование винта в однородном потоке, подобные расчеты могут производиться «вручную».

Оптимальный гребной винт. Известны: K_T , J , Z , $\delta(\bar{r})$, r_H , Re_p , $b(\bar{r})/D$, $c_S(\bar{r})/D$. На первом этапе по теории несущей линии находят гидродинамические характеристики.

1. По диаграммам рис. II.16 в зависимости от $\lambda_t = J/\pi$ и $K_{TI} = 1,03 K$ определяют значение индуктивной поступи λ_f .

2. Рассчитывают

$$K_{T0} = \frac{K_T}{1 - (\varepsilon \operatorname{tg} \beta_f)_{\bar{r}=0,7}},$$

где $\operatorname{tg} \beta_f$ ($\bar{r} = 0,7$) = $\lambda_f/0,7$, а коэффициент обратного качества ε определяется по формуле (VIII.18).

3. Назначают ряд расчетных радиусов и производят вычисления в табличной форме по образцу табл. VIII.11 и VIII.12. В расчетах используют формулы для определения относительной скорости натекания на элемент

$$\frac{v_R^*}{v_A} = \sqrt{\left(1 + \frac{\omega_{x1}}{v_A}\right)^2 + \frac{\pi \bar{r}}{J} - \frac{\omega_{01}}{v_A}} \quad (\text{VIII.22a})$$

и коэффициента подъемной силы

$$C_Y = \frac{2\pi G_A}{\frac{v_R^*}{v_A} \frac{b}{D}} \quad (\text{VIII.23})$$

После заполнения таблицы производят построение графика зависимости $dK_T/d\bar{r}$ от \bar{r} и интегрированием находят коэффициент упора гребного винта K_T . Если расчетное (K_T') и заданное (K_T) значения отличаются не более чем на 1%, то далее производят расчеты по п. 4. В противном случае уточняют значение индуктивной поступи $\lambda_f'' = \lambda_f' + 0,3 (K_T - K_T')$ и расчеты по п. 2 и 3 повторяют при $\lambda_f = \lambda_f''$.

Пример расчета натурального винта приведен в табл. VIII.11, результаты которого показаны на рис. VIII.27, а пример расчета модели — в табл. VIII.12.

4. По графикам рис. II.8 определяют значения поправок на несущую поверхность $K_C, K_\alpha, K_{\alpha T}$ и вычисляют значения относительной кривизны сечений δ в предположении, что распределение нагрузки вдоль хорды имеет вид НАСА ($\alpha = 0,8$). Определяют дополнительный угол атаки $\Delta\alpha_f$, учитывающий снижение подъемной силы за счет вязкости жидкости, по формуле (VIII.16) и находят окончательное значение шагового угла

$$\varphi = \beta_f + K_\alpha \alpha_{i2} + K_{\alpha T} e_0/D + \Delta\alpha_f, \quad (\text{VIII.24})$$

где $\alpha_{i2} = 1,54 C_Y$. Эти расчеты производят также в табличной форме.

Пример расчета приведен в табл. VIII.13 для натурального винта и в табл. VIII.12 для модели. Сопоставление результатов расчетов (рис. VIII.28) показывает, что шаговое отношение модели примерно на 0,02 больше соответствующего значения для натурального винта. Эта разница обусловлена в основном различными значениями дополнительного угла атаки $\Delta\alpha_f$.

Гребной винт с произвольным заданным распределением циркуляции. Известны $K_T, J, Z, \bar{G}^*(\bar{r}), \operatorname{Re}_p, b(\bar{r})/D, c_S(\bar{r})/D, \delta(\bar{r})$. Распределение нормированной циркуляции $\bar{G}^*(\bar{r}) = G(\bar{r})/G(\bar{r} = 0,6)$ приведено ниже:

\bar{r}	0,2	0,407	0,60	0,7657	0,8928	0,9727	1
$\bar{G}^*(\bar{r})$	0,549	0,840	1,0	0,930	0,635	0,30	0

Это распределение характеризуется меньшей по сравнению с оптимальным гребным винтом нагрузкой на внешних радиусах лопасти, что благоприятно сказывается на кавитационных характеристиках винта.

Расчеты производятся на ЭВМ в следующей последовательности.

1. Находятся коэффициенты разложения a_n нормированной циркуляции $\bar{G}^*(\bar{r})$ в ряд (II.29) из условия прохождения функции $\bar{G}^*(\bar{r})$ через заданные точки.

2. Определяется в первом приближении значение циркуляции $G_{0,6}$ на относительном радиусе $\bar{r} = 0,6$ по формуле (II.98). По определенному таким образом рас-

Таблица VIII.11. Пример расчета оптимального гребного винта по теории несущей линии (натурный винт)

Исходные данные: $K_T = 0,212; K_{T0} = 0,215; J = 0,911; Z = 4; C_{TA} = 0,649; D = 5,7 \text{ м}; n = 130 \text{ об/мин}; \operatorname{Re}_p = 4,1 \cdot 10^7; \lambda_f = 0,366$.

Величина	\bar{r}								Примечание		
	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9			
λ	1,6200	1,1100	0,9950	0,9400	0,9000	0,8400	0,7500	0,5700	0,4200	0	По рис. II.13
ω_{01}/v_A	0,1100	0,1280	0,1300	0,1250	0,1160	0,1080	0,0991	0,0914	0,0879	0,0846	По формуле (II.93)
ω_{x1}/v_A	0,0600	0,1050	0,1420	0,1710	0,1900	0,2070	0,2170	0,2250	0,2280	0,2310	По (II.92)
G_A	0,0178	0,0213	0,0259	0,0294	0,0313	0,0317	0,0297	0,0234	0,0175	0,0128	По (II.95)
b/D	0,2980	0,3300	0,0359	0,3840	0,4050	0,4230	0,4170	0,3710	0,3170	0,2720	Задано
c_S/v_A	1,2100	1,4300	1,6900	1,9600	2,2900	2,6000	2,9200	3,2500	3,4200	3,5000	По (VIII.22a)
C_Y	0,3100	0,2840	0,2680	0,2450	0,2120	0,1810	0,1530	0,1220	0,1010	0,0845	По (II.96)
$\operatorname{tg} \beta_f = \lambda_f/\bar{r}$	1,8300	1,2200	0,9150	0,7320	0,6100	0,5230	0,4570	0,4070	0,3850	0,3750	По (II.96)
ε	0,0217	0,0218	0,0214	0,0219	0,0238	0,0265	0,0302	0,0375	0,0459	0,0562	По (VIII.18)
$1 - \varepsilon \operatorname{tg} \beta_f$	0,9600	0,9730	0,9800	0,9840	0,9850	0,9860	0,9860	0,9850	0,9820	0,9790	—
$dK_T/d\bar{r}$	0,0516	0,0983	0,1660	0,2410	0,3140	0,3760	0,4060	0,3610	0,2860	0,2140	0
δ	0,1230	0,0971	0,0775	0,0598	0,0454	0,0327	0,0225	0,0161	0,0156	0,0176	Задано
$\operatorname{Re} \cdot 10^{-7}$	1,4400	1,8800	2,4200	3,0000	3,6900	4,3800	4,8500	4,8000	4,3200	3,7900	По (VIII.13)

Таблица VIII.12. Пример расчета оптимального гребного винта по теории несущей линии (модель)

Исходные данные: $K_T = 0,212$; $K_{T0} = 0,218$; $J = 0,911$; $Z = 4$; $C_{TA} = 0,649$; $D = 0,2$ м; $\bar{r}_H = 0,2$; $n = 25$ об/с; $Re_p = 5,8 \cdot 10^6$; $\lambda_j = 0,368$.

Величина	\bar{r}										Примечание	
	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,975		1,0
$\%$	1,6200	1,1100	1,0000	0,2400	0,9000	0,8300	0,7400	0,5600	0,4100	0,3000	0	По рис. II.13
$\omega_{\theta 1}/\omega_A$	0,1130	0,1320	0,134	0,1290	0,1200	0,1110	0,1020	0,0943	0,0907	0,0889	0,0873	По формуле (II.93)
$\omega_{\lambda 1}/\omega_A$	0,0617	0,1080	0,1460	0,1750	0,1950	0,2120	0,2220	0,2310	0,2340	0,2360	0,2370	По (II.92)
GA	0,0183	0,0220	0,0268	0,0303	0,0324	0,0322	0,0302	0,0238	0,0177	0,0130	0	По (II.05)
b/D	0,2980	0,3300	0,3590	0,3840	0,4050	0,4230	0,4170	0,3710	0,3170	0,2720	0	Задано
$v_{\lambda 1}^2/\omega_A$	1,2100	1,4300	1,6900	1,9600	2,2900	2,6000	2,9200	3,2500	3,4200	3,5000	3,5800	По (VIII.22a)
C_Y	0,3190	0,2930	0,2770	0,2520	0,2190	0,1840	0,1560	0,1240	0,1020	0,0858	0,0840	По (II.96)
$\text{tg } \beta_I = \lambda_j/\bar{r}$	1,8400	1,2270	1,9200	0,7360	0,6130	0,5260	0,4600	0,4090	0,3870	0,3770	0,3680	
ε	0,0404	0,0406	0,0398	0,0407	0,0443	0,0493	0,0562	0,0698	0,0854	0,1050	—	По (VIII.18)
$1 - \varepsilon \text{tg } \beta_I$	0,9260	0,9500	0,9630	0,9700	0,9730	0,9740	0,9740	0,9710	0,9670	0,9610	—	
$dK_T/d\bar{r}$	0,0510	0,0984	0,1670	0,2440	0,3150	0,3760	0,4070	0,3620	0,2840	0,2130	0	Задано
δ	0,1230	0,0971	0,0775	0,0598	0,0454	0,0327	0,0225	0,0161	0,0156	0,0176	—	
$Re \cdot 10^{-6}$	2,0400	2,6600	3,4200	4,2400	5,2200	6,2000	6,8600	6,7900	6,1100	5,3600	—	

Таблица VIII.13. Пример расчета оптимального гребного винта по теории несущей поверхности (натурный винт)

Исходные данные: $\frac{AE/A_0}{Z} = 0,187$; $\lambda_L = 1,15$; $\theta_S^* = 7^\circ$; $e_0/D = 0,0454$.

Величина	\bar{r}										Примечание
	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9				
$\beta_I, ^\circ$	50,66	42,46	36,20	31,38	27,61	24,56	22,15	Из табл. VIII.11			
K_C	1,61	1,30	1,33	1,41	1,56	1,79	2,35	По рис. II.8			
K_α	2,39	2,34	2,17	2,05	1,87	1,63	1,34	То же			
$K_{\alpha T}$	0,370	0,30	0,230	0,163	0,116	0,079	0,056	»			
$\delta_C = 0,0679C_Y K_C$	0,0310	0,0237	0,0221	0,0203	0,0192	0,0186	0,0195	»			
$K_{\alpha \alpha_{12}}$	1,04	0,97	0,82	0,67	0,52	0,38	0,25	По формуле (VIII.16)			
$\alpha_{IT} = 57,3K_{\alpha T} e_0/D$	0,96	0,78	0,60	0,42	0,30	0,20	0,15	По (VIII.24)			
$\Delta \alpha_I, ^\circ$	0,071	0,060	0,050	0,040	0,031	0,025	0,020				
$\varphi, ^\circ$	52,73	44,27	37,67	32,51	28,46	25,16	22,57				
$P/D = \pi \bar{r} \text{tg } \varphi$	1,24	1,22	1,21	1,20	1,19	1,18	1,175				

Таблица VIII.14. Пример расчета оптимального гребного винта по теории несущей поверхности (модель)

Исходные данные: $\frac{AE/A_0}{Z} = 0,187$; $\lambda_L = 1,16$; $\theta_S^* = 7^\circ$; $e_0/D = 0,0454$.

Величина	\bar{r}										Примечание
	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9				
$\beta_I, ^\circ$	50,8200	42,6100	36,3500	31,5100	27,7400	24,700	22,2400	Из табл. VIII.12			
K_C	1,6100	1,3000	1,3300	1,4100	1,5600	1,790	2,3500	По рис. II.8			
K_α	2,3900	2,3400	2,1700	2,0500	1,8700	1,630	1,3400	То же			
$K_{\alpha T}$	0,3700	0,3000	0,2300	0,1630	0,1160	0,079	0,0560	»			
$\delta_C = 0,0679C_Y K_C$	0,0319	0,0245	0,0227	0,0210	0,0195	0,019	0,0198	»			
$K_{\alpha \alpha_{12}}$	1,0700	1,0000	0,8400	0,6900	0,5300	0,390	0,2500	По формуле (VIII.16)			
$\alpha_{IT} = 57,3K_{\alpha T} e_0/D$	0,9600	0,7800	0,6000	0,4200	0,3000	0,200	0,1500	По (VIII.24)			
$\Delta \alpha_I, ^\circ$	0,4500	0,3800	0,3100	0,2500	0,1900	0,160	0,1200				
$\varphi, ^\circ$	53,3000	44,7700	38,1000	32,8700	28,7600	25,450	22,7600				
$P/D = \pi \bar{r} \text{tg } \varphi$	1,2600	1,2500	1,2300	1,2200	1,2100	1,200	1,1900				

пределению циркуляции $G(\bar{r}) = \bar{G}^*(\bar{r})\bar{G}(\bar{r}=0,6)$ рассчитывают по формулам (11.23) и (11.24) вызванные скорости в точках несущего вихря. При этом углы индуктивной поступи в первом приближении принимают из расчета оптимального винта.

3. На расчетных радиусах вычисляются по формуле (11.22) значения $\text{tg } \beta_{1r}$, которые сравнивают с аналогичными значениями предыдущего приближения. В случае их значительного расхождения расчеты вызванных скоростей повторяют при уточненных значениях угла индуктивной поступи. Последовательные уточнения

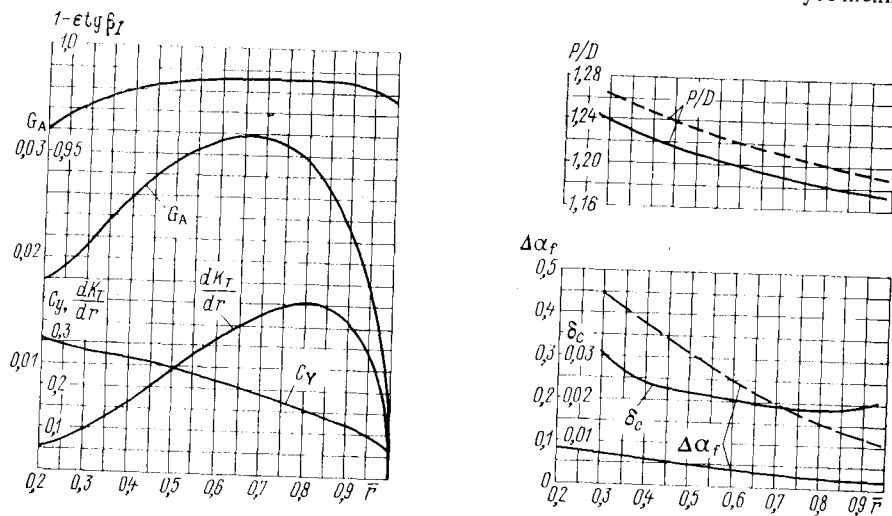


Рис. VIII.27. Результаты расчета по теории несущей линии оптимального гребного винта (натурного).

Рис. VIII.28. Сопоставление результатов проекторочного расчета оптимальных гребных винтов.

--- модель; — — — натурный винт.

величины $\text{tg } \beta_{1r}$ повторяются до тех пор, пока процесс приближений практически не сойдется.

4. Производятся последовательные уточнения величины $G_{0,6}$ пока расчетное значение коэффициента упора K_T не станет достаточно близким к заданному.

Таким образом, в программе расчета должны иметься два основных цикла: по величинам $\text{tg } \beta_{1r}$ и по величине K_T , причем первый цикл находится внутри второго. После завершения расчетов по теории несущей линии производят расчеты по теории несущей поверхности.

Пример расчета приведен в табл. VIII.15.

В некоторых случаях для спроектированного винта производят поверочный расчет прочности. Методы таких расчетов даны в § 38.

§ 36. ПОВЕРОЧНЫЙ РАСЧЕТ ГРЕБНОГО ВИНТА

Контрольный (поверочный) расчет гребного винта по вихревой теории может быть осуществлен по схеме несущей поверхности или несущей линии. В первом случае результатом расчета являются распределение давлений по лопастям и коэффициенты упора и момента гребного винта, т. е. распределенные и суммарные гидродинамические характеристики. Во втором случае могут быть определены лишь распределения этих характеристик вдоль радиуса лопасти и коэффициенты упора и момента. В обоих случаях исходной информацией служат геометрические характеристики винта и данные о режиме его работы.

Таблица VIII.15. Пример расчета гребного винта с заданным нормированным распределением циркуляции

Исходные данные: $K_T = 0,212$; $K_{T0} = 0,215$; $Z = 4$; $J = 1,05$; $\bar{r}_H = 0,2$; $Re_p = 4,1 \cdot 10^7$; $D = 5,7$ м; $n = 130$ об/мин; $C_{TA} = 0,488$; $\eta_I = 0,8088$; $\eta_E = 0,938$; $\eta_0 = 0,759$.

Величина	\bar{r}										
	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,975	1,0
$G(\bar{r})$	0,0162	0,0199	0,0242	0,0276	0,0295	0,0293	0,0260	0,0186	0,0127	0,0087	0
$w_{x1} \cdot v_A$	0,0448	0,0956	0,1280	0,1550	0,1770	0,1910	0,1890	0,1600	0,1310	0,1110	0,0876
$w_{01} \cdot v_A$	0,0729	0,1180	0,1220	0,1200	0,1150	0,1070	0,0915	0,0661	0,0489	0,0392	0,0290
$\bar{r} \text{tg } \beta_{1r}$	0,4200	0,4200	0,4200	0,4200	0,4200	0,4190	0,4130	0,3980	0,3840	0,3760	0,3670
β_{1r}°	64,5400	54,4600	46,4000	40,0300	34,9900	30,9000	27,3000	23,8600	22,0100	21,0900	20,1500
$v_R^* \cdot v_A$	1,1700	1,3450	1,5580	1,7960	2,0510	2,3170	2,5910	2,8720	3,0140	3,0850	3,1560
b/D	0,3058	0,3396	0,3693	0,3950	0,4167	0,4344	0,4424	0,3439	0,2827	0,2436	—
C_Y	0,2847	0,2735	0,2646	0,2447	0,3171	0,1828	0,1529	0,1181	0,0933	0,0724	0,0500
ε	0,0236	0,0227	0,0216	0,0219	0,0232	0,2620	0,0302	0,0388	0,0497	0,0656	—
K_C	1,4040	1,5090	1,5040	1,5410	1,6160	1,7700	1,9330	2,2300	2,6640	3,3620	—
$K_{\alpha T}$	1,7370	1,9600	2,0060	2,0170	1,9660	1,8180	1,4240	0,5060	—0,6740	—	—
δ_C	0,3620	0,3270	0,2770	0,2240	0,1730	0,1200	0,0880	0,0690	0,0630	0,0620	—
$\Delta \alpha_r^\circ$	0,0274	0,0284	0,0274	0,0259	0,0241	0,0221	0,0202	0,0179	0,0169	0,0165	—
P/D	0,0740	0,0630	0,0570	0,0460	0,0400	0,0290	0,0230	0,0170	0,0140	0,0120	—
	1,3470	1,3740	1,3900	1,3860	1,3750	1,3640	1,3320	1,2650	1,2120	1,1770	—

Поверочный расчет гребного винта в неоднородном потоке по схеме несущей поверхности описан в § 18.

Для определения кривых действия гребного винта и получения информации, необходимой для приближенной оценки кавитационных и прочностных характеристик лопастей, производится поверочный расчет гребного винта по схеме несущей линии, основы которого были заложены в работах А. М. Лепилкина, Э. Э. Пагмеля, Глауэрта, В. Б. Липиса. Исходным для такого расчета является решение интегродифференциального уравнения теории несущей линии (II.32), записанного с учетом поправок на несущую поверхность и вязкость осесимметричного потока жидкости:

$$G = \mu \frac{b}{D} v_R \left[\left(\varphi - \beta - \frac{\omega_{n1}}{v_R} - K_{\text{ат}} \frac{c_0}{D} \right) / K_{\alpha} + 2\delta_{c2} / K_C \right]. \quad (\text{VIII.25})$$

Здесь μ и ω — коэффициенты, учитывающие влияние вязкости на градиент и угол нулевой подъемной силы плоских профилей (см. § 34); $\beta = \arctg \{v [1 - \varphi(\bar{r})] / \Omega r\}$; $K_{\text{ат}}$, K_{α} , K_C — поправки на влияние несущей поверхности (трехмерности потока).

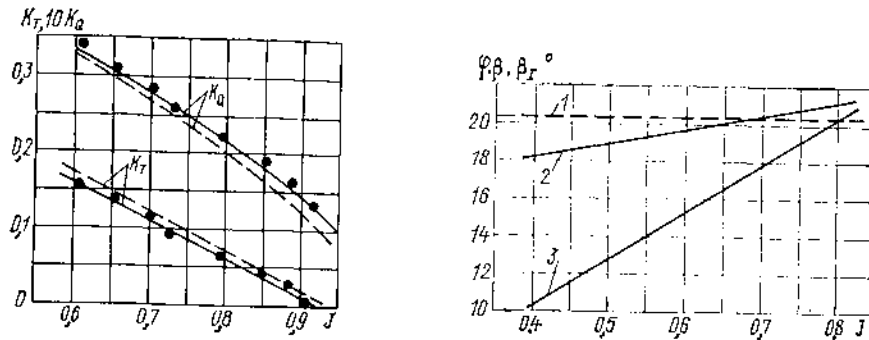


Рис. VIII.29. Кривые действия гребного винта двухвального лихтеровоза в однородном потоке ($Z = 4$; $A_E/A_0 = 0,69$; $P_{0,r}/D = 1,06$, лопасти гидродинамически гладкие).

— модель ($Re_p = 5 \cdot 10^6$); — — натурное судно ($Re_p = 5 \cdot 10^7$); ● — эксперимент в опытовом бассейне («свободная подача»).

Рис. VIII.30. Соотношения между углами φ , β и β_r (для $\bar{r} = 0,7$), полученные поверочным расчетом гребного винта из серии В4 ($Z = 4$; $A_E/A_0 = 0,85$; $P/D = 0,8$), работающего в однородном потоке при различных значениях относительной поступи J .

1 — φ ; 2 — β_r ; 3 — β .

Для оптимальных или близких к ним гребных винтов эти поправки рекомендуется принимать по данным § 7.

Уравнение (VIII.25) решают методом последовательных приближений, в процессе которых уточняют значения углов индуктивной поступи. При этом используют представление циркуляции G в виде ряда (II.29), а нормальную к лопасти вызванную скорость вычисляют по (II.32) с помощью квадратурной формулы для сингулярных интегралов [3]. Подстановка ряда (II.29) в формулу (VIII.25) приводит к системе линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов этого ряда. После решения системы могут быть найдены распределения циркуляции, коэффициента подъемной силы и других необходимых величин вдоль радиуса лопасти, а также коэффициенты упора и момента гребного винта. Для определения последних используют формулы (II.81) и (II.82).

На рис. VIII.29 приведены результаты расчетов кривых действия гребного винта двухвального лихтеровоза, произведенных для случая модельных и натурных испытаний в условиях, когда лопасти являются гидродинамически гладкими.

Анализ результатов систематических поверочных расчетов по схеме несущей линии показывает, что в широком диапазоне нагрузок значение угла индуктивной поступи β_r на произвольно выбранном радиусе близко соответствующему значению тангенса угла лопасти φ . Это видно из рис. VIII.30, где показаны результаты поверочного расчета гребного винта из серии В Нидерландского опытового бассейна.

Приведенные материалы позволяют рекомендовать принимать при проведении поверочных расчетов в качестве первого приближения для величины β_r значение тангенса угла.

§ 37. ПОВЕРОЧНЫЙ РАСЧЕТ ГРЕБНЫХ ВИНТОВ НА КАВИТАЦИЮ

Поверочный расчет гребного винта на 2-ю стадию кавитации, при которой находит влияние кавитация на КПД движителя, осуществляется с помощью графиков рис. V.6 или формулы (V.6).

Наличие 1-й стадии кавитации (пленочных каверн в пределах лопасти) контролируют в два этапа. На первом этапе производят поверочный расчет гребного винта в неоднородном поле скоростей по вихревой теории несущей поверхности и определяют интенсивность распределенных вихрей на поверхности лопасти в каждый момент времени. На втором этапе осуществляют переход от профилей сечений лопастей к эквивалентным по распределению скоростей плоским профилям (см. § 21), для которых затем производят расчет частичной кавитации. В дальнейшем может быть выполнен расчет пульсирующих давлений, вызываемых кавернами на лопастях гребных винтов, на обшивке корпуса, и характеристик появляющейся при этом вибрации. Последняя информация может служить критерием допустимости степени развития кавитации на винте.

В случае если указанные расчеты не могут быть выполнены, используют изложенную ниже упрощенную методику поверочного расчета. Назначают ряд угловых положений лопасти и ряд расчетных сечений по радиусу винта. Далее определяют коэффициенты подъемной силы выбранных сечений. Для этого вычисляют мгновенную относительную поступь гребного винта для расчетного сечения

$$J(\bar{r}, 0) = J_0 \frac{1 - \varphi(\bar{r}, 0)}{1 - \bar{v}_0(\bar{r}, 0)} \frac{1 - W_T}{1 - \bar{\varphi}(\bar{r})} \left[1 - \bar{v}_0(\bar{r}) \frac{J_0}{\pi \bar{r}} \right]. \quad (\text{VIII.26})$$

с кривой действия винта в свободной воде снимают значение коэффициента упора $K_T(J)$ и рассчитывают коэффициент подъемной силы

$$C_Y(\bar{r}, 0) = \frac{B(\bar{r}, 0)}{b/D}, \quad (\text{VIII.27})$$

определяя B по графикам рис. II.15 для оптимального гребного винта или с помощью расчета по схеме несущей линии при произвольном распределении циркуляции. Затем вычисляют число кавитации проверяемого сечения

$$\sigma_S = \frac{\rho_0 + \rho g \left(h_0 - \bar{r} \frac{D}{2} \cos \theta \right) - \rho_0}{\frac{\rho}{2} [v(1 - W_T)]^2} \frac{J^2}{J^2 + (\pi \bar{r})^2}. \quad (\text{VIII.28})$$

и относительную кривизну эквивалентного плоского профиля $\delta_{c2}(\bar{r}) = \delta_c(\bar{r})/K_C(\bar{r})$. Коэффициент $K_C(\bar{r})$ снимают с графиков рис. II.8 для оптимального гребного винта или рассчитывают по программе при произвольном распределении циркуляции. Потом с помощью диаграмм рис. VIII.31 и VIII.32 определяют длину частичной каверны \bar{L} на засасывающей (правые «ветви» кавитационных диаграмм) или нагнетающей (левые «ветви» кавитационных диаграмм). Эти диаграммы построены на основании результатов систематических расчетов частичной кавитации на профилях типа NACA-66mod, $a = 0,8$, выполненных по программе, разработанной К. В. Александровым. Число кавитации, соответствующее $\bar{L} = 0$, можно определить по формуле (VIII.20).

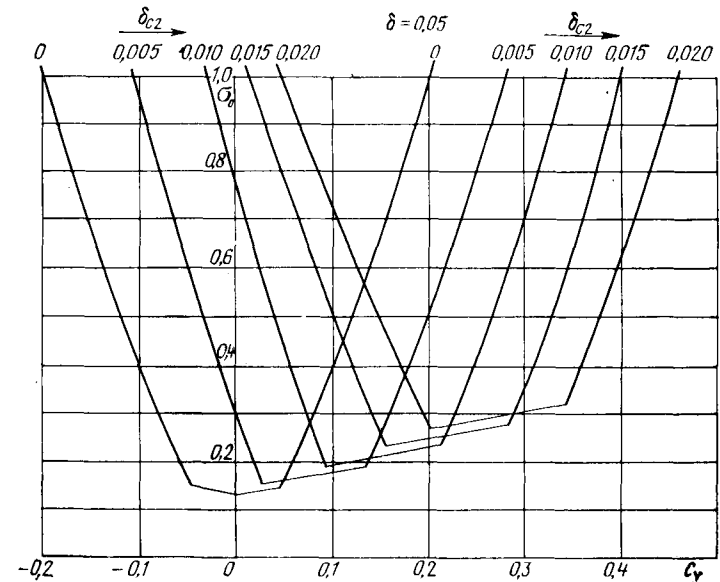
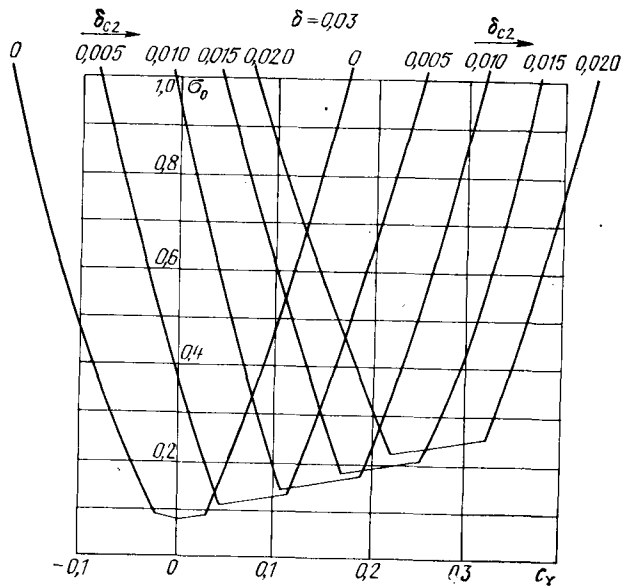
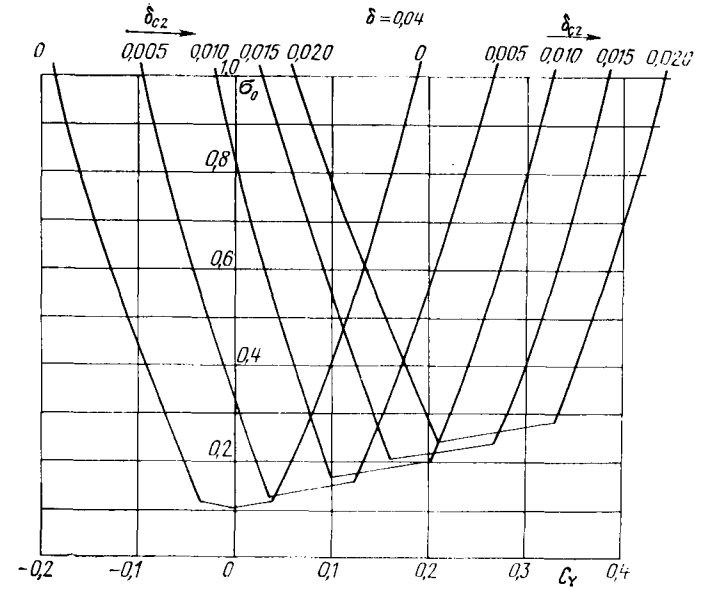
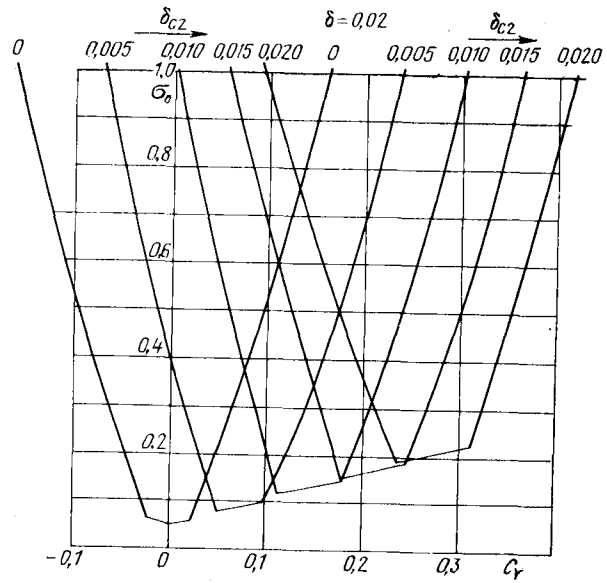


Рис. VIII.31. Кавитационная диаграмма профилей типа *NACA-66mod*,

$a = 0,8$ при частичной кавитации с относительной длиной каверны $\bar{L} = 0,05$

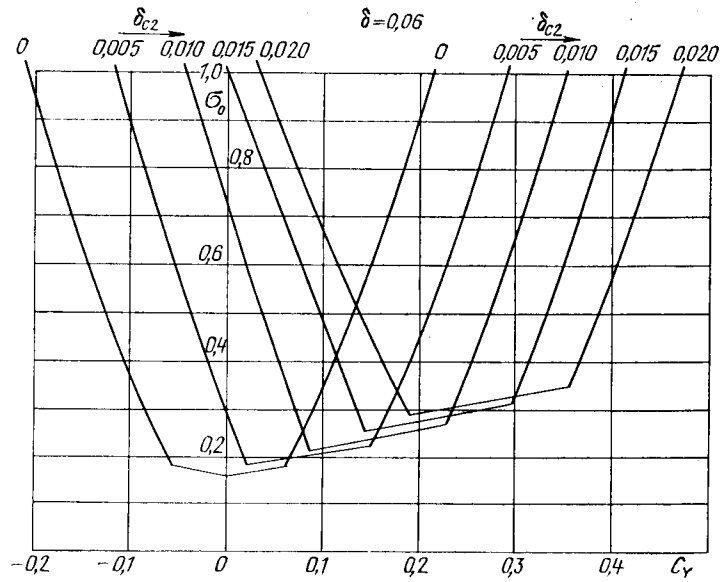


Рис. VIII.31. Кавитационная диаграмма профилей типа *NACA-66 mod*, $a = 0,8$ при частичной кавитации с относительной длиной каверны $\bar{L} = 0,05$.

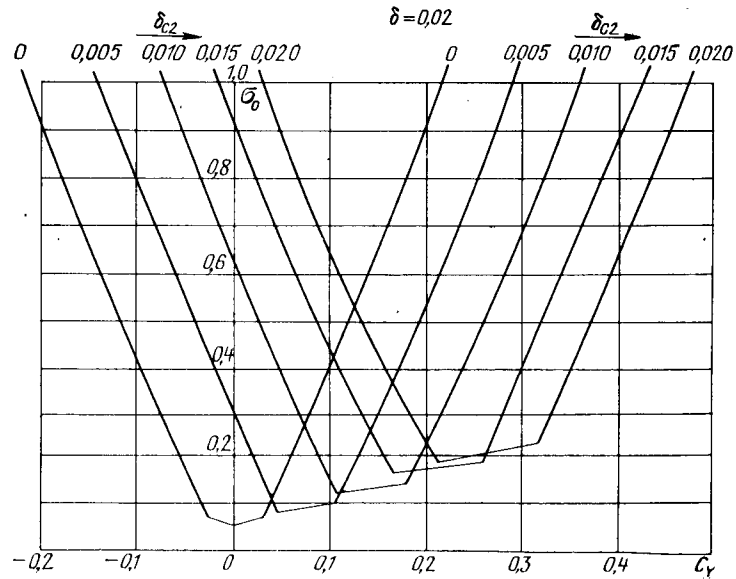
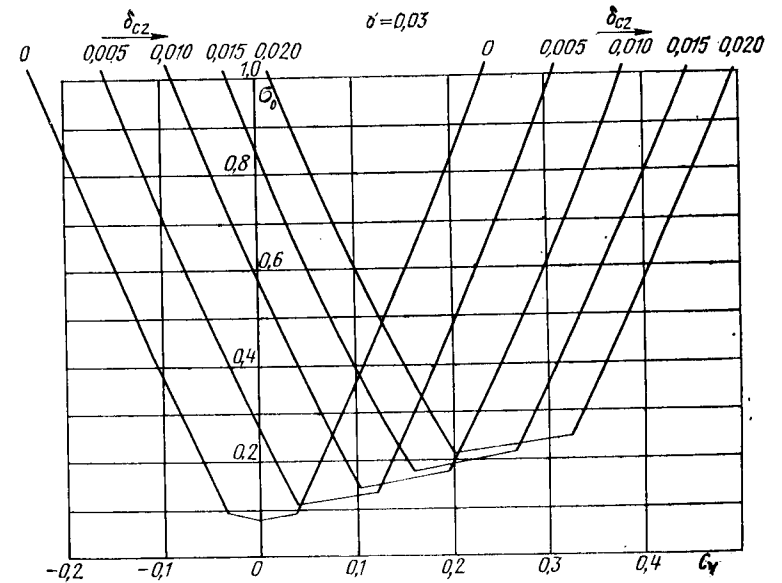
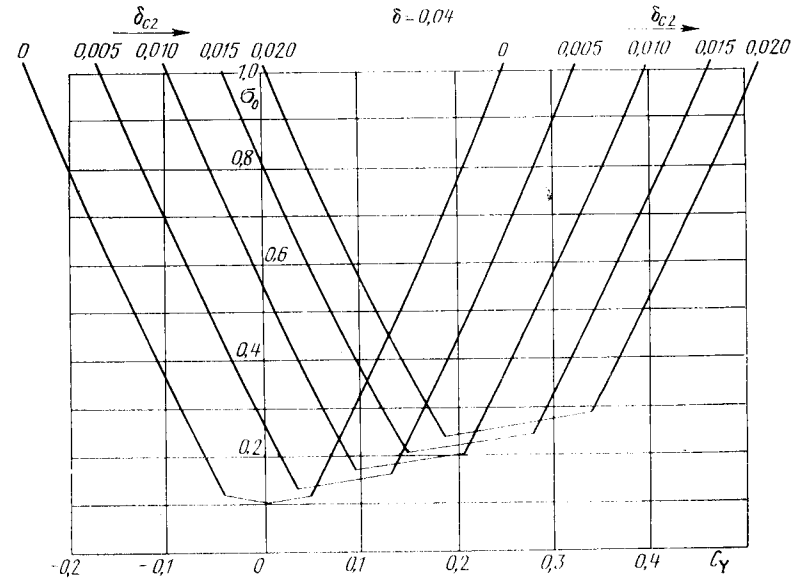


Рис. VIII.32. Кавитационная диаграмма профилей типа *NACA-66 mod*, $a = 0,8$;



при частичной кавитации с относительной длиной каверны $\bar{L} = 0,1$.

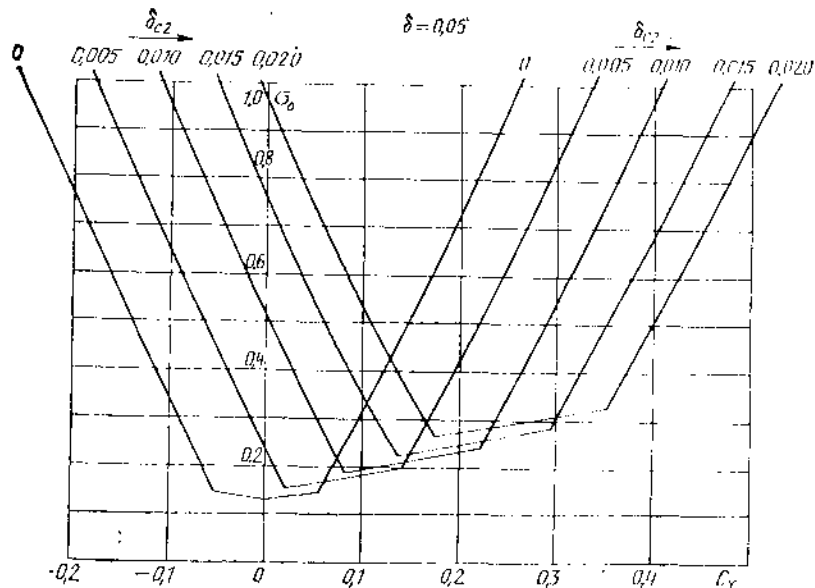
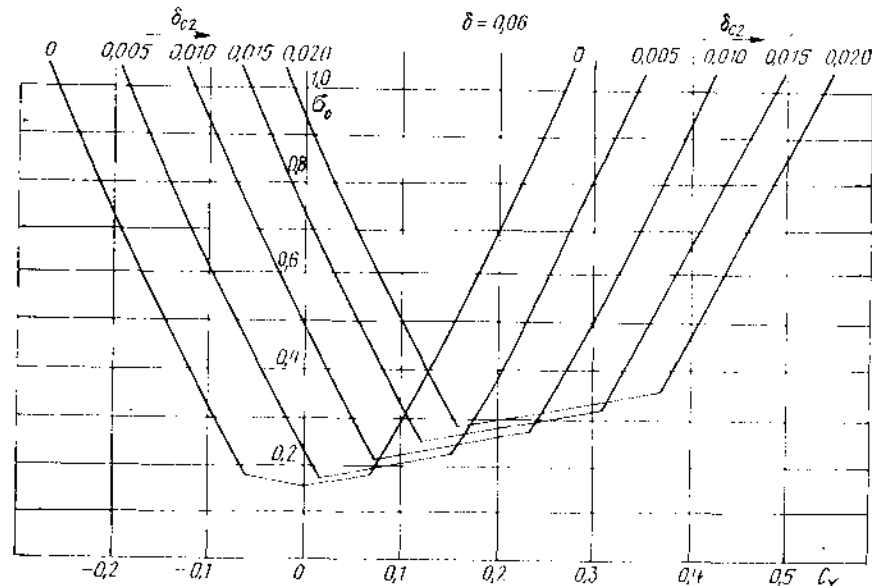


Рис. VIII.32. Кавитационная диаграмма профилей типа NACA-66mod, $\alpha = 0,8$; при частичной кавитации с относительной длиной каверны $\bar{L} = 0,1$.



В дальнейшем производится сопоставление расчетной длины каверны $\bar{L} = L/b$ с допускаремым значением $\bar{L}_{\text{доп}}$, равным

$$\bar{L}_{\text{доп}}(\bar{r}) = 0,1 K_{\psi} K_t K_r, \quad (\text{VIII.29})$$

где $K_{\psi} = 0,714 + 0,286 [1 - \Psi_{\text{max}}(\bar{r})]/(1 - \bar{\Psi})$;

$$K_t = \begin{cases} 2,0 & \text{при } t/t_{\Sigma} = 0,2; \\ 1,44 & \text{при } t/t_{\Sigma} = 0,3; \\ 1,13 & \text{при } t/t_{\Sigma} = 0,4; \\ 1,0 & \text{при } t/t_{\Sigma} \geq 0,5; \end{cases} \quad K_r = \begin{cases} 0,8 & \text{при } \bar{r} \leq 0,7; \\ 1,0 & \text{при } \bar{r} = 0,8; \\ 2,0 & \text{при } \bar{r} = 0,9. \end{cases}$$

здесь $\Psi_{\text{max}}(\bar{r})$ — максимальное значение коэффициента попутного потока в диске гребного винта на относительном радиусе \bar{r} ; $\bar{\Psi}$ — среднее по диску значение коэффициента попутного потока; t/t_{Σ} — относительное время эксплуатации судна в про- веряемом режиме.

Таблица VIII.16. Пример поверочного расчета гребного винта танкера на кавитацию

Исходные данные: $T_A = 8$ м; $h_0 = 3,8$ м; $P_S = 12\,348$ кВт; $n = 125$ об/мин; $\omega_s = 15,3$ уз; $W_T = 0,51$; $t = 0,24$; $D = 6,5$ м; $Z = 4$; $A_E/A_0 = 0,75$; $P/D = 0,635$; элементы гребного винта на $\bar{r} = 0,8$: $b/D = 0,398$; $\delta = 0,0248$; $\delta_c = 0,0157$; $K_t = 1,6$; $\delta_{c2} = 0,01$; $\psi = 0,39$; $v_0 = 0$.

Величина	$\theta, ^\circ$			
	0	30	60	90
\bar{g}_x	0,500	0,630	0,680	0,720
v_0	0	0,030	0,100	0,170
$J(\theta)$	0,230	0,290	0,320	0,350
K_T	0,190	0,170	0,156	0,147
B	0,058	0,052	0,048	0,045
C_Y	0,147	0,131	0,120	0,113
σ_s	0,190	0,193	0,200	0,234
$\sigma (\bar{L} = 0)$	0,143	0,140	0,140	0,220

В случае если неравенство $\bar{L} \leq \bar{L}_{\text{доп}}$ выполняется, то степень развития кавитации считается допустимой. В противном случае необходимо внести такие изменения в геометрические элементы гребного винта (δ_c , δ , b/D и т. д.), которые обеспечили бы выполнение этого неравенства.

В табл. VIII.16 приведен пример расчета гребного винта танкера водоизмещением 75 000 м³ в условиях балластного плавания. Как видно из таблицы, гребной винт не кавитирует.

§ 38. МЕТОДЫ ПОВЕРОЧНОГО РАСЧЕТА ОБЩЕЙ И МЕСТНОЙ ПРОЧНОСТИ ЛОПАСТЕЙ ДВИЖИТЕЛЕЙ

Лопасть гребного винта или рабочего колеса водометного движителя представляет собой теллконадальную оболочку переменной толщины и кривизны, жестко закрепленную на ступице и находящуюся под действием внешних сил. В настоящее время существует два подхода к расчету прочности лопастей движителей. В основу

первого подхода (метода расчета общей прочности) положено допущение о том, что лопасть может быть представлена в виде заделанного на конце консольного прямого стержня с переменной площадью поперечных сечений, подверженного косоуго изгибу от действия внешних сил. При этом подходе удовлетворительные результаты могут быть получены для узколопастных движителей, имеющих дисковое отношение, значительно меньше, чем 1,0. Второй подход основывается на методе конечных элементов либо теории тонких пластин или оболочек, положив относительно некоторой поверхности отсчета, и охватывает все существующие конструкции лопастных движителей. Этот способ расчета позволяет определять напряжения в любой точке лопасти движителя и получил название метода расчета местной прочности. Следует отметить, что первый метод применяют обычно для расчета узколопастных гребных винтов с традиционной профилировкой лопастей (сегментным, авиационным профилем и т. п.), которыми обычно оборудуют транспортные суда. При расчете широколопастных гребных винтов, винтов с большой откидкой лопастей, необычной профилировкой лопастей, а также рабочих колес водометных движителей необходимо использование метода расчета местной прочности [9, 56].

В каждом случае расчет прочности включает в себя три задачи: 1) определение внешней нагрузки, распределенной по лопасти; 2) расчет действующих в лопасти напряжений; 3) оценку допустимых напряжений и запаса прочности и уточнение геометрических элементов лопастей.

Метод расчета общей прочности. В основу метода расчета общей прочности положены следующие допущения:

лопасть движителя представляет собой заделанный на конце консольный прямой стержень с переменной площадью поперечных сечений, подверженный косоуго изгибу от действия внешних сил;

сечения, для которых производят расчет, — цилиндрические, спрямленные на плоскости, перпендикулярные образующей лопасти;

одна из главных центральных осей инерции сечения параллельна его хорде. Исходными данными для выполнения расчета общей прочности являются: геометрические характеристики движителя и цилиндрических сечений его лопастей;

режим работы движителя (частота вращения, скорость набегающего потока, значения упора и крутящего момента на этом режиме);

кривые действия движителя (если движитель работает в условиях развитой кавитации, необходимы соответствующие этому числу кавитации кривые действия); характер набегающего потока (поле скоростей в диске движителя).

1. **Определение внешней нагрузки.** *Равномерный поток.* В рассматриваемом случае принимаем допущение, что гидродинамическая нагрузка изменяется только в радиальном направлении. Тогда изгибающие моменты от действия осевых и касательных гидродинамических сил в любом сечении лопасти ($r_H \leq \leq r_p \leq 1$) движителей с относительным радиусом ступицы $0,2 \leq r_H \leq 0,4$ равны соответственно:

$$M_p = \frac{K_T \rho n^2 D^5}{2Z} G_p(\bar{r}_H, \bar{r}_p); \quad (VIII.30)$$

$$M_T = \frac{K_Q \rho n^2 D^5}{2Z} G_T(\bar{r}_H, \bar{r}_p), \quad (VIII.31)$$

где G_p, G_T — функции, графики которых представлены на рис. VIII.33; r_p — радиус рассматриваемого сечения.

Кроме гидродинамических сил на лопасть движителя действуют центробежные силы инерции

$$P_{ц} = \rho \pi^2 n^2 \int_{r_p}^R F r dr, \quad (VIII.32)$$

где F — площадь развернутого на плоскость цилиндрического сечения лопасти. Для нахождения F служит выражение

$$F = g_1 e b, \quad (VIII.33)$$

где $g_1 = 0,70 \div 0,72$ для сечения типа авиационного профиля, в частности $g_1 = 0,72$ для профиля NACA-66, и $g_1 = 0,71 \div 0,73$ для сегментного профиля.

Если расчет выполняют для сечения, расположенного в районе корня лопасти ($r_H = 0,2$), для нахождения $P_{ц}$ можно использовать более простую формулу

$$P_{ц} = 4\pi^2 n^2 G r_{ц}, \quad (VIII.34)$$

где G — масса лопасти; $r_{ц}$ — радиальная координата ЦТ лопасти. Приблизительно принимают $r_{ц} = 0,47R$. Масса лопасти может быть вычислена следующим образом:

$$G = \frac{\rho D^3}{4 \cdot 10^4} \left(\frac{b_0}{D} \right) \left[6,2 + 2 \cdot 10^4 \left(0,71 - \frac{2r_H}{D} \right) \frac{e_0}{D} \right], \quad (VIII.35)$$

где ρ — плотность материала движителя; b_0 и e_0 — ширина спрямленного контура и максимальная толщина лопасти на относительном радиусе $r = 0,6$.

Изгибающий момент от действия центробежных сил равен

$$M_{ц} = \frac{1}{2} \rho \pi^2 n^2 \operatorname{tg} \chi_R \times \times \int_{r_i}^R F r (r - r_i) dr. \quad (VIII.36)$$

При выполнении расчета для сечения в районе корня лопасти момент может быть найден по формуле

$$M_{ц} \approx 0,7 P_{ц} r_{ц} \operatorname{tg} \chi_R. \quad (VIII.37)$$

Проекция полного изгибающего момента для цилиндрического сечения лопасти, развернутого на плоскость, перпендикулярную образующей лопасти (рис. VIII.34), могут быть рассчитаны по формулам

$$M_{\xi} = (M_p + M_{ц}) \cos \varphi + M_T \sin \varphi; \\ M_{\eta} = (M_p + M_{ц}) \sin \varphi - M_T \cos \varphi. \quad (VIII.38)$$

Кроме изгибающих моментов внешнюю нагрузку лопасти составляют растягивающие усилия, возникающие от центробежной силы $P_{ц}$.

Неравномерный поток. При работе лопасти движителя в неравномерном потоке возникают периодические колебания гидродинамических сил, вызывающие усталостные напряжения в лопастях движителя. Для оценки этих напряжений находят экстремальные значения упора и крутящего момента лопасти ($T_{1 \max}$ и $T_{1 \min}$, $Q_{1 \max}$ и $Q_{1 \min}$) и амплитудные значения колебания упора и крутящего момента лопасти за один оборот

$$T_a = \frac{1}{2} (T_{1 \max} - T_{1 \min}); \quad Q_a = \frac{1}{2} (Q_{1 \max} - Q_{1 \min}).$$

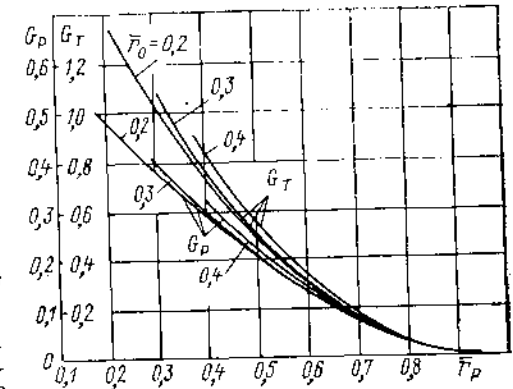


Рис. VIII.33. Графики функций G_p и G_T .

или в безразмерном виде

$$\Delta K_T = \frac{1}{2} (K_{T \max} - K_{T \min}) = \frac{1}{2} (\bar{K}_T \max - \bar{K}_T \min (1 - \psi_T)^2);$$

$$\Delta K_Q = \frac{1}{2} (K_{Q \max} - K_{Q \min}) = \frac{1}{2} (\bar{K}_Q \max - \bar{K}_Q \min) (1 - \psi_T)^2.$$

Величины T_1 и Q_1 рассчитывают по формулам

$$T_1 = \frac{\rho n^2 D^4}{Z} (1 - \psi_T)^2 \bar{K}_T;$$

$$Q_1 = \frac{\rho n^2 D^5}{Z} (1 - \psi_T)^2 \bar{K}_Q. \quad (\text{VIII.39})$$

Коэффициенты \bar{K}_T и \bar{K}_Q определяют по кривым действия в зависимости от поступи

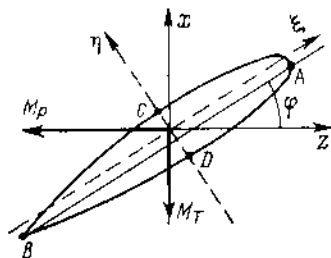


Рис. VIII.34. Схема цилиндрического сечения лопасти.

Расчеты напряжений, выполненные для гребных винтов, показывают, что наибольшими напряжениями в сечении лопасти являются сжимающие нормальные напряжения в точке C (см. рис. VIII.34). Наибольшие растягивающие напряжения обычно возникают в точке D . Поэтому, как правило, ограничиваются определением напряжений в этих точках. Наибольшее напряжение в точке C (или D) от действия внешних гидродинамических сил равно

$$\sigma_{\xi} = M_{\xi} / W_{\xi}, \quad (\text{VIII.40})$$

где $W_{\xi} = \xi e^2 b$ — момент сопротивления расчетного сечения относительно оси ξ . Для точек A, B и D (см. рис. VIII.34) авиационного профиля коэффициент $\xi_{A,B,D} = 0,10$, для тех же точек сегментного профиля $\xi_{A,B,D} = 0,11$; для точки C авиационного профиля $\xi_C = 0,085$, сегментного $\xi_C = 0,075$. Значения коэффициентов $\xi_{A,C,D}$ для профиля НАСА-66 даны на рис. VIII.21. Напряжение в точке C (или D) от действия центробежных сил составляет

$$\sigma_{\Pi} = P_{\Pi} / F. \quad (\text{VIII.41})$$

Суммарное значение растягивающего и сжимающего напряжения равно

$$\sigma = \sigma_{\xi} + \sigma_{\Pi}, \quad (\text{VIII.42})$$

при этом следует учитывать направления напряжений σ_{ξ} и σ_{Π} .

Пример расчета напряжений приведен в табл. VIII.17.

Неравномерный поток. В данном случае производят расчет на статическую и циклическую прочность. Расчет статической прочности выполняют по формулам, приведенным выше.

Таблица VIII.17. Пример расчета действующих напряжений (для $\bar{r} = 0,3$)
Исходные данные: $D = 0,67$ м; $Z = 3$; $\chi_R = 0$; $J = 1,04$; $\sigma_s = 215$ Н/мм²;
поток равномерный.

Величина	Значение	Примечание
b , м	0,365	Задается чертежом гребного винта
e , м	0,033 5	
P/D	1,4	
$\varphi = \arctg \frac{P/D}{\pi \bar{r}}$, °		
$\cos \varphi$	0,482 5	
$\sin \varphi$	0,87 6	
$G_P(\bar{r}_P, \bar{r})$	0,42	По рис. VIII.33
$G_T(\bar{r}_T, \bar{r})$	1,169	
$M_P = K_T \rho n^2 D^5 G_P / (2Z)$, Н·м	1 089	
$M_T = K_Q \rho n^2 D^5 G_T / (2Z)$, Н·м	750	
M_{Π}	0	По формуле (VIII.36)
P_{Π}	50 000	По (VIII.34)
$M = (M_P + M_{\Pi}) \cos \varphi + M_T \sin \varphi$, Н·м	1 180	
F , м ²	0,0088	По (VIII.33)
$W_{\xi}(C)$, м ²	0,000 031	По (VIII.40)
$W_{\xi}(D)$, м ²	0,000 045	
$\sigma_{\Pi} = P_{\Pi} / F$, Н/мм ²	5,7	
$\sigma_{\xi}(C, D) = M_{\xi} / [W_{\xi}(C, D)]$, Н/мм ²	38	
$\sigma(C) = \sigma_{\xi}(C) + \sigma_{\Pi}$, Н/мм ²	43,7	
σ_s / σ_{\max}	4,9	

Таблица VIII.18. Механические характеристики материалов, применяемых для изготовления гребных винтов

Материал	Предел прочности σ_{Br} , Н/мм ²	Предел текучести σ_s , Н/мм ²	Предел усталости σ_{-1} , Н/мм ²
Сталь:			
углеродистая 25Л	438	224	78—39
нержавеющая 1Х14Н1	585	438	175—88
Марганцево-железистые латуни:			
ЛМцЖ 55-3-1	438	195	107—83
ЛАМцЖ 67-5-2-2	605	242	147—130
Бронзы:			
алюминиево-никелевая БрЛЖ Н9-4-4	605	215	175
марганцево-алюминиевые:			
Нева-60	605	272	175—165
Нева-70	685	292	175—165

Для расчета циклической прочности определяют амплитудные значения колебания упора и крутящего момента ΔK_T и ΔK_Q по выражениям

$$\Delta K_T = (\bar{K}_{T \max} - \bar{K}_{T \min})(1 - \psi_T)^2;$$

$$\Delta K_Q = (\bar{K}_{Q \max} - \bar{K}_{Q \min})(1 - \psi_T)^2;$$

вычисляют $\Delta M_P = \Delta K_T r n^2 D^3 G_P$; $\Delta M_Q = \Delta K_Q r n^2 D^3 G_T$,

$$\sigma_a = \frac{\Delta M_P \cos \varphi + \Delta M_Q \sin \varphi}{W},$$

при этом

$$\sigma_a = \frac{\sigma_{\max} - \sigma_{\min}}{2}; \quad \sigma_m = \frac{\sigma_{\max} + \sigma_{\min}}{2}.$$

Следует заметить, что при расчете на статическую прочность, максимальное напряжение в неравномерном потоке принимают равным $\sigma_{\max} = \sigma_m + \sigma_a$. Напряжения σ вычисляют по формуле (VIII.42).

3. Оценка допустимых напряжений и запаса прочности. Полученные в результате расчета максимальные напряжения не должны превосходить допустимых.

Можно считать, что прочность лопастей движителя по статическим нагрузкам обеспечена, если коэффициент запаса по временному сопротивлению материала находится в диапазоне $\sigma_{пр}/\sigma_{\max} = 8-10$, а по пределу текучести $n_s = \sigma_s/\sigma_{\max} = 3-4$.

Для обеспечения циклической прочности нужно, чтобы

$$\frac{\sigma_1}{n_s} \geq \sqrt{\frac{\sigma_{\max}^2 - \sigma_{\max}\sigma_{\min}}{2}}, \quad (\text{VIII.43})$$

или

$$\frac{\sigma_1}{n_s} \geq \sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_m \sigma_{\max}}, \quad (\text{VIII.43a})$$

где σ_1 — предел усталости материала (табл. VIII.18); n_s — коэффициент запаса циклической прочности, принимаемый обычно равным 3,5—4,0.

Кроме того, необходимо соблюдение условия статической прочности, записываемого для случая циклической нагрузки:

$$\frac{\sigma_s}{n_s} \geq \sigma_{\max} = \sigma_m + \sigma_a. \quad (\text{VIII.44})$$

Если любое из этих условий не выполняется, следует изменить геометрические элементы лопастей движителя: толщину сечений, форму контура лопасти и т. д. (см. конец настоящего параграфа).

Методы расчета местной прочности. Расчет местной прочности лопастей может быть основан на методе конечных элементов или на представлении лопасти движителя в виде оболочки переменной толщины и кривизны и позволяет учесть ширину лопасти и изменение вдоль этой ширины внешней нагрузки [56].

Лопастей движителей по своим геометрическим характеристикам довольно разнообразны, но их срединная поверхность почти всегда мало отличается от прямого геликоида. В связи с этим в настоящее время разработан метод определения напряжений в лопастях, основанный на соотношениях теории тонких оболочек, положив относительно геликоидальной поверхности отсчета и имеется программа расчета действующих напряжений на ЭВМ¹. Практическая реализация этой программы, однако, трудоемка и требует больших затрат машинного времени.

¹ Фирсов В. А. и др. Расчет местной прочности лопастей гребных винтов с помощью ЭВМ. — В сб.: Тезисы 26-х крыловских чтений. Л., Судостроение, 1977, с. 62—64.

В практике отечественного судостроения зачастую применяется более простой метод, разработанный на базе представления лопасти движителя в виде изотропной тонкой пластины переменной толщины и кривизны и произвольной формы в плане, консольно закрепленной на ступице. Контур пластины образован контуром развернутой поверхности лопасти. Предполагают, что лопасть нагружена поверхностной гидродинамической нагрузкой, нормальной к срединной плоскости пластины, и нагрузкой инерционной природы. Следует отметить, что этот метод применим для класса широколопастных движителей с мало изменяющимся вдоль радиуса лопасти шаговым углом (не более чем на 30°) и относительно небольшим углом обтекания лопастей ($0\alpha \leq 30^\circ$).

Допущения теории малого прогиба сводят в данном случае задачу к нахождению прогиба срединной плоскости, который полностью определяет напряженное и деформированное состояние последней.

Исходными данными для выполнения расчета прочности являются: геометрические элементы лопастей движителя (развернутая поверхность лопасти, толщина и кривизны этой поверхности в любой ее точке);

режим работы движителя (скорость набегающего потока, частота вращения движителя, упор и момент);

поле скоростей в области расположения лопастей движителя.

Вид неравномерности потока для водоизмещающих судов определяется главным образом обводами корпуса, размещением движителя в ДП или по борту, а также наличием вала и его опорными конструкциями, для судов с динамическими принципами поддержки — наклоном вала и обтеканием его кронштейнов, либо полем скоростей, формирующимся при обтекании угловых колонок. Неравномерность поля скоростей рабочими колесами водометных движителей зависит от формы водовода и наличия спрямляющих аппаратов.²

Для движителей быстроходных судов обычно существует два основных режима работы: преодоление горба сопротивления (например, выход судна на крылья) и движение с максимальной скоростью. Расчет местной прочности, как правило, выполняется для режима полного хода (режима длительной эксплуатации). Для движителей водоизмещающих судов расчетным режимом является скорость полного хода.

Расчет гидродинамических нагрузок на лопастях движителей, имеющих достаточно большое дисковое отношение, должен выполняться на основе теории несущей поверхности. Для искавитирующих движителей в настоящее время разработаны программы расчета на ЭВМ перепада давлений на лопасти при работе движителя в равномерном и неравномерном потоке (см. § 21, 36).

Для кавитирующих движителей строгие методы расчета гидродинамических нагрузок отсутствуют. В связи с этим в расчетах прочности распределение нагрузок для кавитирующих движителей определяют приближенно. Наиболее достоверные результаты могут быть получены на базе метода, изложенного в § 21. При расчете сил на базе этого метода давление в области кавити принимается равным p_0 , поскольку метод не учитывает влияние толщины кавити. Определенные таким образом силы несколько завышены.

Действующие напряжения в консольной пластине, заменяющей лопасть, при данной нагрузке определяют в результате решения с помощью ЭВМ краевой задачи с использованием принципа возможных перемещений. По этому методу были выполнены систематические расчеты напряжений, возникающих в лопастях движителей быстроходных судов, работающих в условиях характерных для этих судов неравномерных потоков, обусловленных угловой колонкой и наклоном вала. На рис. VIII.35 представлено распределение относительного напряжения вдоль срединной поверхности лопасти для случаев равномерного потока и потока, скошенного на 16°.

В рассмотренных случаях неравномерного потока наблюдается увеличение (по сравнению с равномерным) напряжений в лопастях в районе от середины лопасти к входящим кромкам (рис. VIII.36). Как видно из рис. VIII.36, в сечении лопасти на относительном радиусе $\bar{r} = 0,9$ на расстоянии от входящей кромки, равном примерно 0,25 \bar{r} , напряжение в неравномерном потоке возрастает в 10—15 раз.

При проведении систематических расчетов было установлено влияние основных геометрических характеристик движителя на действующие напряжения. Общее увеличение толщины лопасти приводит к снижению действующих напряжений, пропорциональному примерно квадрату этого увеличения. Местное утолщение

лопастей, снижая максимальное напряжение, действующее в сечении, может вызвать в некоторых других точках сечения рост напряжений (рис. VIII.37). Изменение контура лопасти, например саблевидность ее, сильно влияет на прочностные характеристики лопасти, приводя в некоторых случаях к значительному изменению

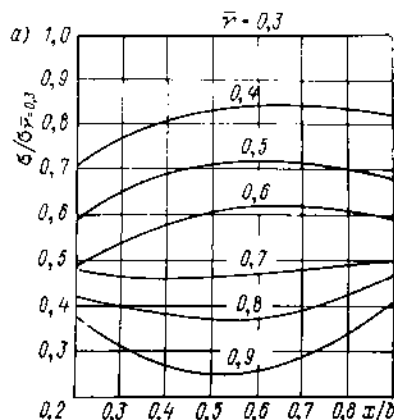
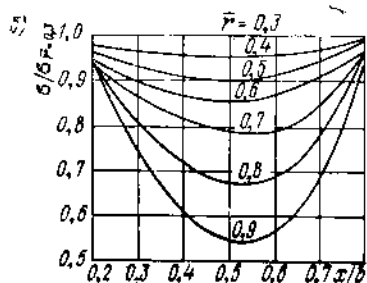


Рис. VIII.35. Влияние неравномерности на распределение напряжений по хорде для различных радиусов лопастей: а — равномерный поток; б — скошенный поток.



напряжения в лопастях. Приблизительная оценка влияния откидки может быть выполнена по графикам, представленным на рис. VIII.38, построенным для наиболее характерных неравномерностей потока, имеющих место для гребных винтов СПК. Как следует из рисунка, откидка лопасти в случае неравномерного потока приводит к снижению действующих напряжений при углах откидки $\theta \leq \theta_S \leq 30^\circ$ углы откидки $\theta_S > 30^\circ$ невыгодны с точки

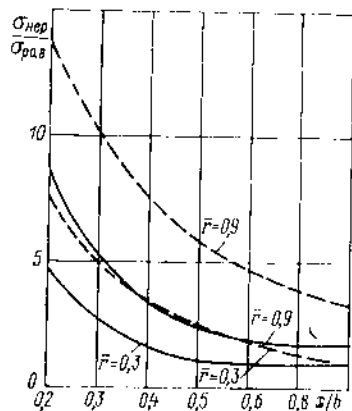


Рис. VIII.36. Влияние неравномерности потока на распределение напряжений по хорде лопасти.

--- скошенный поток; — — — поток за угловой колонкой.

Рис. VIII.37. Влияние местного изменения толщины профиля на распределение напряжений.

1 — исходный профиль; 2 — утолщенный профиль; σ_1 и σ_2 — напряжения в исходном и утолщенном профиле соответственно.

зрения прочности лопастей. В равномерном потоке откидка лопастей во всех случаях увеличивает значения максимальных действующих напряжений.

Для обеспечения прочности лопастей движителя, работающего в равномерном потоке, нужно, чтобы в каждом сечении выполнялось условие

$$n_s \cdot \sigma_s / \sigma_{\max} \approx 3,0 \div 4,0, \quad (\text{VIII.45})$$

где n_s — коэффициент запаса прочности; σ_s — предел текучести материала; σ_{\max} — максимальное значение напряжения, действующего в сечении.

При работе движителя в неравномерном потоке необходимо, кроме написанного выше, соблюдение соотношения

$$n_{\sim} = \frac{\sigma_{-1}}{\sqrt{\frac{\sigma_{\max}^2(\chi) - \sigma_{\min}(\chi) \sigma_{\max}(\chi)}{2}}} \approx 3,5 \div 4,0, \quad (\text{VIII.46})$$

где $\sigma_{\max}(\chi)$ и $\sigma_{\min}(\chi)$ — максимальное и минимальное значения напряжений в некоторой точке сечения лопасти при прохождении этой точки окружности от $\chi = 0$ до $\chi = 2\pi$.

Следует отметить, что при расчетах местной прочности коэффициенты запаса прочности n_s и n_{\sim} являются приближенными и будут уточняться по мере накопления опыта эксплуатации быстроходных судов.

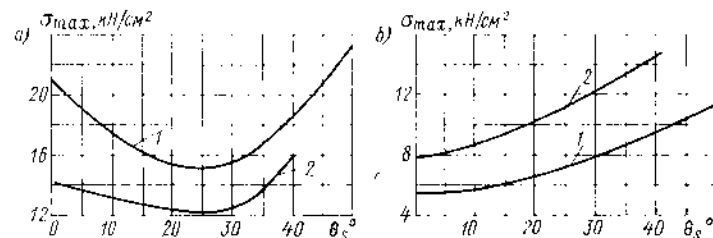


Рис. VIII.38. Влияние саблевидности на распределение напряжений: а — неравномерный; б — равномерный поток.

1 — скошенный поток; 2 — поток за угловой колонкой.

Согласно изложенному выше, расчету прочности винта должен предшествовать выбор расчетного метода. При этом следует руководствоваться следующими рекомендациями.

А. Метод расчета общей прочности применяют в случае узколопастных ($A_E/A_0 \leq 1$) гребных винтов с обычной формой профиля (аниационного, сегментного и т. п.). Если $n_s \leq 3$ или $n_{\sim} \leq 3,5$, следует произвести корректировку геометрических элементов лопасти. При этом можно либо увеличить максимальные толщины лопастей, либо изменить контур лопасти (см. рис. VIII.38). Следует учесть, что в последнем случае возможно некоторое уменьшение КПД движителя при заднем ходе судна.

Б. Методы замены лопасти консольной пластинной используют для расчета прочности лопастей широколопастных гребных винтов и рабочих колес водометных движителей, если изменение шагового угла вдоль радиуса движителя не превышает 30° , а угол саблевидности лопасти не более 30° . С помощью этого метода расчет действующих напряжений выполняется обычно на ЭВМ. Однако во многих случаях определение напряжений может быть приближенно произведено по графикам рис. VIII.35 и VIII.36 (табл. VIII.19). При этом производят следующие операции:

выбирают графики для соответствующего поля скоростей; выполняют расчет общей прочности для корневого сечения лопасти; с помощью рис. VIII.35 производят приближенный расчет напряжений в сечении на нескольких радиусах.

Далее в каждом сечении определяют коэффициенты запаса прочности: в случае равномерного потока по формуле (VIII.45), в случае неравномерного потока по (VIII.43), (VIII.43а) и (VIII.44). В первом случае запас прочности должен составлять 3,0—4,0; во втором соответственно 3,5—4,0 и 3,0—4,0. При невыполнении этих условий следует производить корректировку либо толщины сечений лопастей, либо контура лопасти, как это рекомендовалось для случая расчета общей прочности.

Таблица VIII.19. Пример приближенного определения распределения напряжений в лопасти

Исходные данные: поток неравномерный (скошенный); $\sigma_{рав} r_{0,3} = 43,7 \text{ Н/мм}^2$ (по табл. VIII.17); $\sigma_{пер} r_{0,3} = 2,5 \cdot 43,7 = 109,5 \text{ Н/мм}^2$ (см. рис. VIII.36); сечение — середина лопасти.

Величина	r						
	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
$(\sigma/\sigma_{r=0,3})_{рав}$ (см. рис. VIII.35)	1,0	0,835	0,72	0,62	0,47	0,37	0,25
$(\sigma/\sigma_{r=0,3})_{пер}$ (см. рис. VIII.35)	1,0	0,96	0,91	0,86	0,79	0,68	0,55
$\sigma_{рав}, \text{ Н/мм}^2$	43,7	36,6	31,5	27,1	20,55	16,2	10,95
$\sigma_{пер}, \text{ Н/мм}^2$	109,5	105	99,7	94,0	86,3	74,5	60,2

В. Метод конечных элементов и метод замены лопасти оболочкой, пологой относительно геликоидальной поверхности, охватывает весь класс лопастных движителей и рекомендуется только для случаев лопастей сложной геометрии.

§ 39. ОСОБЕННОСТИ РАСЧЕТА СОСНЫХ ГРЕБНЫХ ВИНТОВ

Движительный комплекс, состоящий из двух винтов, имеющих общую ось вращения и расположенных на небольшом расстоянии друг от друга, носит название сосных гребных винтов. Гребные винты комплекса могут иметь одинаковое и противоположное направление вращения.

Сосные гребные винты противоположных направлений вращения позволяют уменьшить потери на закручивание потока, что дает возможность повысить КПД комплекса. Кроме того, у этих винтов могут быть устранены некомпенсированные реактивные моменты и гироскопические моменты при криволинейном движении. Причинами, препятствующими их широкому распространению, являются сложные конструкции редуктора, обеспечивающего противоположное вращение, и уплотнения линии вала.

Винты одинаковых направлений вращения — винты tandem — имеют более низкий КПД, чем сосные винты противоположных направлений вращения и одиночные винты. Основанием для их применения является возможность снижения диаметра по сравнению с одиночным винтом, а также некоторое увеличение запаса на кавитацию за счет реализации большего дискового отношения. Строгий теоретический расчет сосных винтов весьма сложен. При приближенном расчете необходимо учесть их взаимное влияние путем расчета поля вызванных скоростей, создаваемого одним винтом комплекса в плоскости диска второго. В дальнейшем полученное таким образом поле скоростей рассматривают как поле втекающего потока.

При расчете этого поля принимают, что передний гребной винт вызывает в диске заднего винта аксиальные и тангенциальные скорости. С учетом того что средние тангенциальные скорости перед винтом равны нулю, полагают, что задний винт вызывает в диске переднего только аксиальные скорости. Вызванные аксиальные скорости увеличивают скорость протекания через диски гребных винтов, а тангенциальные вызванные скорости уменьшают закручивание потока в диске кормового винта (рис. VIII.39). Хотя у реального гребного винта вызванные скорости являются функцией угла поворота, в расчете рассматривают усредненные по окружности значения этих скоростей. Значение скорости w_x в диске соседнего винта может быть принято по данным табл. II.2, скорость w_θ можно определить из соотношения $w_\theta = Z\Gamma/(2\pi r)$. Дальнейший расчет каждого винта ведет последовательно приближениями, используя для всех приближений методы расчета изолированных винтов. В первом приближении при вычислении вызванных скоростей от соседнего винта взаимное влияние винтов не учитывают, во втором приближении вводят уточнения в эти скорости.

Очевидно, что для достижения наивысшего КПД комплекса необходимо свести к минимуму потери на закручивание струи. Для винта с бесконечным числом лопастей они могут быть в принципе сведены к нулю, для реального винта, тангенциальные скорости которого переменны по окружности, этого достигнуть невозможно. Как уже отмечалось выше, изменение тангенциальных скоростей в течение оборота в расчете не учитывают.

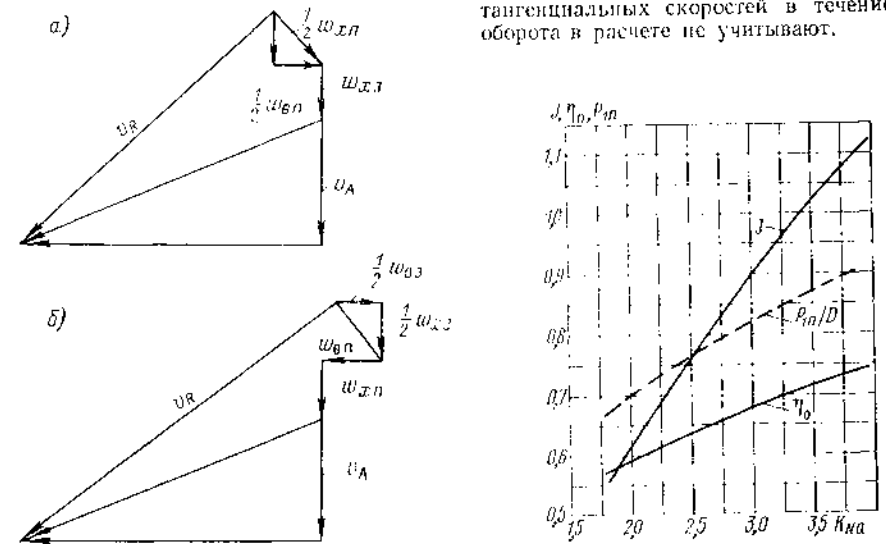


Рис. VIII.39. Треугольники скоростей для сосных винтов: а — переднего; б — заднего винта.

Рис. VIII.40. Диаграмма для проектирования сосных винтов.

Согласно выводам теории слабонагруженных сосных винтов с бесконечным числом лопастей, разработанной И. И. Поляковым, для оптимального сосного комплекса характерен одинаковый диаметр переднего и заднего винтов и равномерное распределение нагрузки между ними. Однако при практическом проектировании

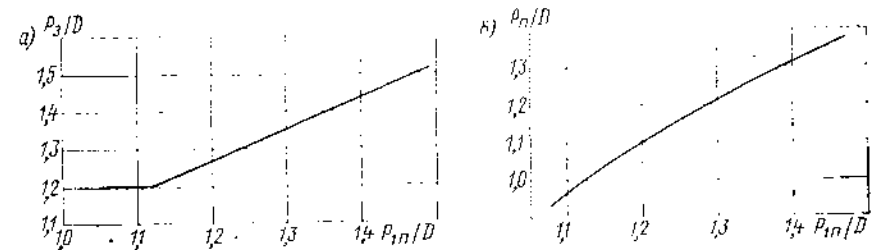


Рис. VIII.41. Зависимости P_3/D (а) и P_{11}/D (б) от P_{1n}/D .

диаметр заднего винта принимают на 5—10 % меньше диаметра переднего, чтобы исключить опасность кавитационной эрозии, обусловленной пересечением лопастями заднего винта вихревых шнуров, сходящих с концов лопастей переднего. Относительное уменьшение заднего винта возрастает по мере роста нагрузки комплекса.

Для приближенных оценок характеристик сосных винтов могут быть использованы графики, полученные Линдгеном на основании испытаний серии сосных

гребных винтов (рис. VIII.40, VIII.41). Расчет следует вести по коэффициенту

$$K_{NQ} = \frac{0,5233v_A}{\sqrt{n}} \left| \frac{A \sqrt{Dv_A}}{P_Q} \right|$$

В зависимости от этого коэффициента по графику рис. VIII.40 определяют величины J , $\eta_0 P_{11}/D$ (переднего винта). Шаговые отношения переднего (P_{11}/D) и заднего винта (P_2/D) находят по графикам рис. VIII.41 в зависимости от гидродинамического шагового отношения P_{11}/D .

При расчете гребных винтов tandem применяемые методы аналогичны методам, которые используют при расчете соосных винтов противоположного вращения. Однако в этом случае использование для расчета заднего винта допущения о равномерном распределении вызванных скоростей по окружности приводит к значительным погрешностям. Поэтому в значениях гидродинамических характеристик по средним скоростям следует ввести поправки. Для этой цели можно использовать графики, предложенные М. А. Мавлюдовым [56].

Глава IX

АВТОМАТИЗИРОВАННОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ГРЕБНЫХ ВИНТОВ

§ 40. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СИСТЕМЫ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ ГРЕБНЫХ ВИНТОВ

В настоящее время частные методы определения с помощью ЭВМ элементов и гидродинамических характеристик гребных винтов принято объединять в системы автоматизированного проектирования (САПР ГВ). Под проектированием гребного винта понимается вся совокупность работ, в результате которых определяется геометрия лопастей гребного винта, подлежащего изготовлению и установке на судно. Характеристика основных этапов проектирования гребного винта приведена в табл. IX.1.

Как правило, все этапы проектных работ по гребным винтам, предшествующие их детальному проектированию, выполняют в проектно-конструкторских бюро (ПКБ). Техническое задание (ТЗ) на проектирование гребного винта готовят проектанты судна с использованием в ряде случаев результатов модельных испытаний корпуса.

Детальное проектирование осуществляется в большинстве случаев в научно-исследовательских организациях (НИО), располагающих экспериментальной базой. Это обстоятельство связано с необходимостью проведения модельных испытаний гребного винта.

Иногда оказывается, что все требования ТЗ можно удовлетворить, выбрав гребной винт по диаграммам серийных испытаний. В этом случае проектирование гребного винта по вихревой теории и проведение испытаний его модели не выполняют и ПКБ может обойтись при проектировании гребного винта собственными силами.

Итоговые материалы, разработанные в процессе проектирования гребного винта, анализируют проектанты судна с точки зрения удовлетворения всем выставленным в ТЗ требованиям. На основе этих материалов в ПКБ готовят рабочую документацию. На базе рабочей документации в технологическом бюро предприятия, изготовляющего винт, выпускают документацию по технологической подготовке производства.

В зависимости от круга и специфики решаемых в той или иной организации задач формируются соответствующие варианты САПР ГВ. Наиболее полные и сложные системы разрабатывают и применяют в НИО. В задачи этих систем входит обеспечение изготовления и испытаний моделей гребных винтов. В САПР ГВ НИО включают программы, обеспечивающие не только текущее, но и последовательное

Таблица IX.1. Этапы проектирования гребных винтов

№ п/п	Этап проектирования судна	Этап проектирования гребных винтов	Основные работы по проектированию гребных винтов
1	Поисковая проработка	Выбор типа движительного комплекса	Вариантные расчеты ходкости движительных комплексов на основе обобщенных данных
2	Техническое предложение	Выбор энергетической установки и составление проекта технического задания (ТЗ) на проектирование гребного винта	Расчеты ходкости гребного винта на основе обобщенных данных и информации по прототипу
3	Эскизный проект	Составление ТЗ на проектирование гребного винта	Расчеты ходкости гребного винта на основе данных испытаний модели корпуса ¹
4	Технический проект	Детальное проектирование гребного винта	Выбор основных элементов гребного винта; проектирование винта по вихревой теории; испытания модели гребного винта; расчеты прочности, параметров виброактивности и кавитационных характеристик гребного винта; выпуск теоретического чертежа

¹ При наличии близкого прототипа на этом этапе могут быть использованы данные по буксировочным испытаниям модели корпуса прототипа; в ряде случаев буксировочные испытания проводят на этапе технического проекта.

или перспективное проектирование. В ПКБ используют усеченные варианты САПР ГВ, учитывающие специфику специализации ПКБ.

Проектирование гребного винта является важным этапом разработки проекта судна в целом, поэтому САПР ГВ можно рассматривать в качестве подсистемы САПР судов, которая может формировать ТЗ на проектирование гребного винта, анализировать и использовать результаты проектирования гребного винта.

Проектирование гребного винта является частью процесса технической подготовки производства гребного винта. С этой точки зрения САПР ГВ представляет собой подсистему автоматизированной системы технической подготовки производства гребных винтов (АСТП ГВ), обеспечивающей помимо проектирования автоматизированное выполнение конструкторских и технологических работ.

Исходная информация для САПР ГВ. Техническое задание на проектирование гребного винта должно содержать:

- требования к проектируемому гребному винту;
- зависимость полного сопротивления воды движению судна от скорости;
- зависимости коэффициентов взаимодействия гребного винта с корпусом судна W_T , l и l_Q от коэффициента нагрузки гребного винта по тяге K_{DE} ;
- координаты, определяющие положение гребного винта, а также углы наклона гребного вала в вертикальной и горизонтальной плоскостях ψ_{SH} и ψ_{SH} ;
- теоретический чертеж кормовой оконечности судна;
- описание поля скоростей потока в месте расположения гребного винта $\vec{v}_{x_0}(r, \theta_0)$, $v_{\theta_0}(r, \theta_0)$, $v_{\theta_0}(r, \theta_0)$ в виде таблиц при пяти или более значениях радиуса в диапазоне от $r = r_{II}$ до $r = 1$ и при 36 или более значениях угловой координаты $\theta_0 \in [0, 2\pi]$;

ограничительную и топливную характеристики двигателя в виде таблиц при 10 или более значениях частоты вращения гребного винта, включая и наибольшую; марку материала, из которого будут изготавливать гребной винт, механические характеристики этого материала (пределы прочности, текучести и усталости при симметричном цикле нагружения), а также его плотность.

В зависимости от требований, предъявляемых к проектируемому гребному винту, могут оказаться необходимыми и другие исходные данные. Например, для определения характеристик вибрации кормовой оконечности, вызываемой гребным винтом, в ТЗ следует включать данные по жесткостям и массам элементов конструкции судна.

Результирующая информация САПР ГВ. В итоге проектирования гребного винта с помощью САПР ГВ получают информацию по геометрии спроектированного гребного винта и данные поверочных расчетов и модельных испытаний гребного винта.

Информация, записанная в стандартном виде на машинный носитель и позволяющая с помощью специальных программ определять любые геометрические характеристики (включая координаты в произвольных точках) поверхностей гребного винта, называется математическим представлением соответствующих поверхностей. Можно считать, что проектирование гребного винта — это процесс формирования математического представления его наружных поверхностей. Методы и программы математического представления поверхности лопастей гребных винтов регламентируются стандартами.

Таблица IX.2. Основные параметры гребного винта

Номер записи	Номер элемента записи	Формат параметра	Параметр		Примечание
			идентификатор	описание	
1	1	16A1	N1	Номер гребного винта (конструкторский)	Например, 01.01.84 Например, 01.06.84
2	1	8A1	N2	Дата создания файла	
3	1	8A1	N3	Дата занесения в файл конструкторской информации	
4	1	6	NVAR	Номер гребного винта (проектный)	Например, 99999
5	1	3	ICL	Класс гребного винта по ГОСТ 8054-81	
6	1	3	N	Число лопастей	
7	1	F7.1	D	Диаметр гребного винта, мм	
8	1	F7.1	DO	Диаметр условной ступицы, мм	Поверхность лопасти определена при $r \geq 0,5DO$
9	1	F7.1	DH	Минимальный диаметр фактической ступицы, мм	
10	1	F7.1	ALH	Длина ступицы, мм	
11	1	F7.1	CSH	Отстояние середины ступицы от начала координат глобальной системы координат, мм	
12	1	F7.1	RFIL	Наибольший сопрягающий радиус кривизны галтельного перехода, мм	

Удобно представить информацию по геометрии гребного винта в виде файла, состоящего из 14 массивов. Первый массив содержит основные параметры гребного винта (табл. IX.2), а остальные — определяют геометрические элементы гребного винта: $F_{TM}, F_{CM}, \bar{b}, \bar{c}_S, \bar{x}_R, \bar{e}, \bar{r}_M, \bar{P}, \bar{\xi}_{TM}, \bar{\xi}_{CM}, F_H, F_T^+, F_T^-$, причем $F_{TM}(\bar{r}, \bar{\xi}) = F_T(\bar{r}, \bar{\xi})$; $F_{CM}(\bar{r}, \bar{\xi}_C) = F_C(\bar{r}, \bar{\xi}_C)$;

$$F_T^+ = \begin{cases} -1 + \frac{1 + \frac{\bar{r}}{\bar{r}_1}}{1 + \frac{\bar{\xi}}{\bar{\xi}_{TM}}} & \text{при } \bar{\xi} \leq \bar{\xi}_{TM}; \\ 1 - \frac{1 - \frac{\bar{r}}{\bar{r}_1}}{1 - \frac{\bar{\xi}}{\bar{\xi}_{TM}}} & \text{при } \bar{\xi} > \bar{\xi}_{TM}; \end{cases}$$

$$F_C^+ = \begin{cases} -1 + \frac{1 + \frac{\bar{r}}{\bar{r}_1}}{1 + \frac{\bar{\xi}_C}{\bar{\xi}_{CM}}} & \text{при } \bar{\xi}_C \leq \bar{\xi}_{CM}; \\ 1 - \frac{1 - \frac{\bar{r}}{\bar{r}_1}}{1 - \frac{\bar{\xi}_C}{\bar{\xi}_{CM}}} & \text{при } \bar{\xi}_C > \bar{\xi}_{CM}; \end{cases}$$

где $\bar{\xi}_{TM}$ и $\bar{\xi}_{CM}$ — безразмерные абсциссы максимумов толщины и средней линии цилиндрических сечений лопасти; $F_H(x_H) = r_H(x_H)/\min r_H$ — нормированная зависимость радиуса ступицы от переменной x_H , принимающей на кормовом срезе ступицы значение -1 , а на носовом — значение $+1$; $F_T^+(\bar{\xi}) = \bar{r}_1^+(\bar{\xi})/\max \bar{r}_1$ — нормированная зависимость радиуса галтельного перехода засасывающей (нагнетающей) поверхности лопасти к поверхности ступицы от безразмерной абсциссы $\bar{\xi}$ точки сопряжения галтельного перехода с поверхностью лопасти. Из 13 перечисленных геометрических параметров гребного винта лишь F_{TM} и F_{CM} могут являться функциями двух переменных: \bar{r} и $\bar{\xi}$. Остальные параметры являются функциями лишь одной переменной. Универсальным способом аппроксимации функций одной или двух переменных являются параметрические кубические или бикуби-

Таблица IX.3. Одномерный геометрический элемент

Номер записи	Номер элемента записи	Формат параметра	Параметр		Примечание
			идентификатор	описание	
1	1	I3	JEL	Номер геометрического элемента	JEL = 1, 2, ..., 10, 21, 31, 32
2	1	I3	JM(JEL)	Тип аппроксимации	
3	1	I3	M	Количество узловых точек	
4	1, M	6E12.5	X(I), I = 1, M	Абсциссы узловых точек	
5	1, M	6E12.5	Y(I), I = 1, M	Ординаты узловых точек	
6	1	E12.5	DY1	Значение первой производной элемента по параметру на левой границе области определения	
7	1	E12.5	DY2	То же на правой границе области определения	

Таблица IX.4. Двумерный геометрический элемент

Номер записи	Номер элемента записи	Формат параметра	Параметр		Примечание	
			идентификатор	повешение		
1	1	J3	JEL	Номер геометрического элемента	JEL = 1 или 2	
2	1	J3	JM (JEL)	Тип аппроксимации		
3	1	J3	M	Количество узлов на линиях $\xi = \pm \text{const}$		
4	1	J3	L	Количество узлов на линиях $\tau = \pm \text{const}$		
5	1, M	6E12.5	X (J), I = 1, M	Значения \bar{r} в узловых точках		
6	1, L	6E12.5	Y (J), I = 1, L	Значения $\bar{\xi}$ в узловых точках		
7	1, ML	6E12.5	Z (J), I = 1, ML	Аппроксиматы узловых точек		ML = M * L
8	1, L	6E12.5	D3 (J), J = 1, L	Первые производные по параметру при $\bar{r} = \bar{r}_H$ и $\bar{\xi} \in [-1, 1]$		
9	1, L	6E12.5	D1 (J), J = 1, L	Первые производные по параметру при $\bar{r} = 1$ и $\bar{\xi} \in [-1, 1]$		
10	1, M	6E12.5	D1 (J), I = 1, M	Первые производные по параметру при $\bar{\xi} = 1$ и $\bar{r} \in [\bar{r}_H, 1]$		
11	1, M	6E12.5	D2 (J), I = 1, M	Первые производные по параметру при $\bar{\xi} = 1$ и $\bar{r} \in [\bar{r}_H, 1]$		

Таблица IX.5. Стандартные номера геометрических элементов гребного винта

Стандартный номер	Обозначение	Повешение	Стандартный номер	Обозначение	Повешение
1	F_{TM}	$F_{TM}(\bar{r}, \bar{\xi}_T = 0) \leq 1$; $F_{TM} \in [0, 1]$	8	\bar{P}	
2	F_{CM}	$F_{CM}(\bar{r}, \bar{\xi}_C = 0) \leq 1$; $F_{CM} \leq 1$	9	\bar{r}_{TM}	
			10	$\bar{\xi}_{CM}$	
			21	F_{H1}	$F_{H1} = F_H(x_H)$; $x_H \in [-1, 1]$; $F_{H1} \geq 1$
3	b				
4	\bar{r}_S				
5	x_R		31	F_{T1}^+	$F_{T1}^+ = F_T^+(\bar{\xi}) \leq 1$
6	e				
7	I_M		32	F_T	$F_T = F_T^+(\bar{\xi}) \leq 1$

Таблица IX.6. Типы аппроксимации кривых и поверхностей, применяемые в САПР ГВ

Указатель типа аппроксимации	Тип аппроксимации	Параметризация
1	Кубический сплайн переменной $x \in [-1, 1]$; производная аппроксимируемой функции ограничена	$u = x$
3	Кубический сплайн одной переменной $x \in [-1, 1]$; при $x = -1$ производная аппроксимируемой функции неограничена	$u = \arccos [(1 - x)/2]$
5	Кубический сплайн переменной $x \in [-1, 1]$; при $x = 1$ производная аппроксимируемой функции неограничена	$u = \arccos [(1 + x)/2]$
7	Кубический сплайн переменной $x \in [-1, 1]$; при $x = \pm 1$ производная аппроксимируемой функции неограничена	$u = \arccos (-x)$
101	Бикубический сплайн переменных $x \in [-1, 1], y \in [1, 1]$; частные производные аппроксимируемой функции F ограничены	$u = x; v = y$
103	То же; при $x \rightarrow -1 \left \frac{\partial F}{\partial x} \right \rightarrow \infty$	$u = \arccos [(1 - x)/2]; v = y$
105	То же; при $x \rightarrow 1 \left \frac{\partial F}{\partial x} \right \rightarrow \infty$	$u = \arccos [(1 + x)/2]; v = y$
107	То же; при $x \rightarrow \pm 1$ и $x \rightarrow -1 \left \frac{\partial F}{\partial x} \right \rightarrow \infty$	$u = \arccos (-x); v = y$
109	Бикубический сплайн переменных $x \in [-1, 1], y \in [-1, 1]$; при $y \rightarrow -1 \left \frac{\partial F}{\partial y} \right \rightarrow \infty$	$u = x; v = \arccos [(1 - y)/2]$
117	То же; при $y \rightarrow 1 \left \frac{\partial F}{\partial y} \right \rightarrow \infty$	$u = x; v = \arccos [(-1 - y)/2]$
125	То же; при $y \rightarrow -1$ и $y \rightarrow 1 \left \frac{\partial F}{\partial y} \right \rightarrow \infty$	$u = x; v = \arccos (-y)$
127	То же; при $y \rightarrow \pm 1 \left \frac{\partial F}{\partial y} \right \rightarrow \infty$ и при $x \rightarrow -1 \left \frac{\partial F}{\partial x} \right \rightarrow \infty$	$u = \arccos [(1 - x)/2]; v = \arccos (-y)$
129	То же; при $y \rightarrow \pm 1 \left \frac{\partial F}{\partial y} \right \rightarrow \infty$ и при $x \rightarrow 1 \left \frac{\partial F}{\partial x} \right \rightarrow \infty$	$u = \arccos [(-1 - x)/2]; v = \arccos (-y)$
131	То же; при $x \rightarrow \pm 1 \left \frac{\partial F}{\partial x} \right \rightarrow \infty$ и при $y \rightarrow \pm 1 \left \frac{\partial F}{\partial y} \right \rightarrow \infty$	

ческие сплайны соответственно. Для восстановления таких сплайнов необходимо знать вид параметра, вид и значения граничных условий, координаты узлов и значения аппроксимированной функции в этих узлах. Эта информация, полностью определяющая геометрические элементы гребного винта, располагается в соответствующих массивах так, как, например, в табл. IX.3 и IX.4. Каждому геометрическому элементу присваивают стандартный номер в соответствии с табл. IX.5.

Значительно улучшает качество аппроксимации функций с неограниченной производной введение специальной замены переменных (параметризация кривых или поверхностей). При этом вместо исходных таблично заданных функций вида $y = f_1(x)$ или $z = f_2(x, y)$ аппроксимируют функции $y = f_1(u)$ или $z = f_2(u, v)$, где $u = u(x)$, $v = v(y)$ — стандартные функции, вид которых определяется в табл. IX.3 и IX.4 указанием типа аппроксимации. Возможные варианты параметризации приведены в табл. IX.6.

§ 41. ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ САПР ГВ

Программное обеспечение полного варианта САПР ГВ состоит из трех комплексов программ, методологически и структурно увязанных между собой: 1) комплекса программ проектных и поперечных расчетов гребных винтов; 2) комплекса программ технической подготовки производства моделей гребных винтов; 3) ком-

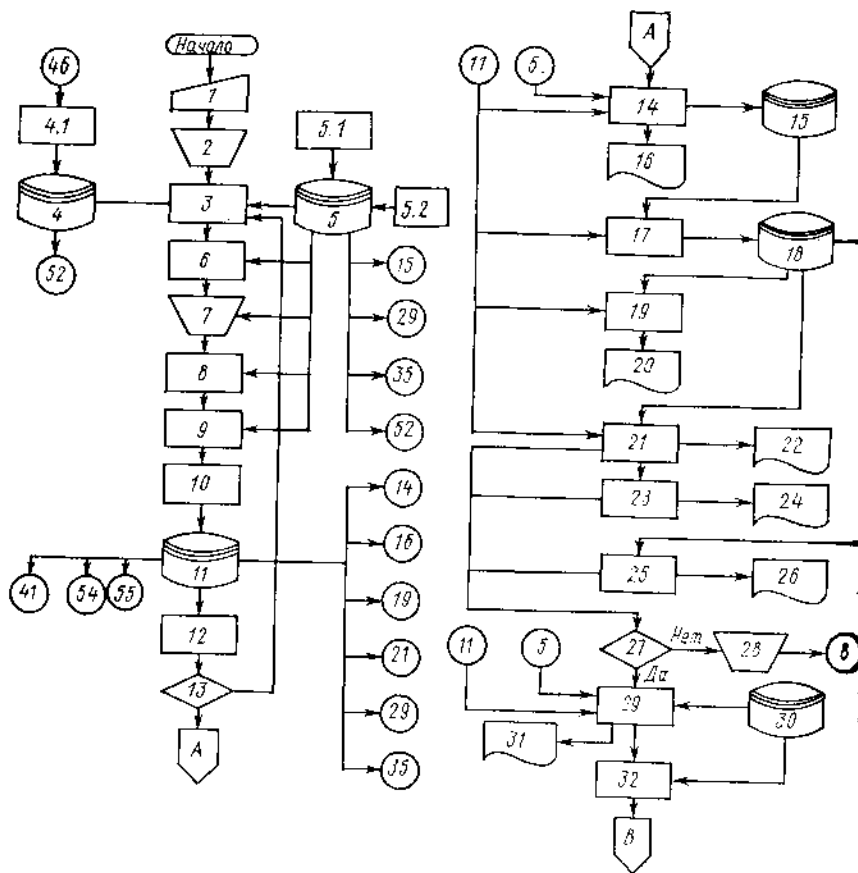


Рис. IX.1. Структурная схема процесса автоматизированного

проекта программ обработки результатов испытаний моделей гребных винтов в капитальных трубах.

Одна из возможных структурных схем процесса автоматизированного проектирования гребных винтов с помощью САПР ГВ представлена на рис. IX.1. Цифрами на этом рисунке обозначены следующие элементы схемы:

1. Техническое задание на проектирование (расчет) гребного винта.

ТЗ может предусматривать выполнение всей процедуры проектирования или выполнение отдельных расчетов по программам, входящим в САПР ГВ.

2. Назначение расчетного режима.

Для судов с дизельной силовой установкой при применении гребного винта фиксированного шага выполняется его предварительное «облегчение». С этой целью расчетную частоту вращения гребного винта увеличивают по отношению к номинальной частоте вращения дизеля. Назначение расчетного режима осуществляется «вручную».

3. Определение основных элементов гребного винта и расчет ходкости на основном (расчетном) режиме.

Программа обеспечивает выбор гребного винта по заданной диаграмме серийных испытаний моделей гребных винтов при всех встречающихся на практике вариантах задания исходных данных.

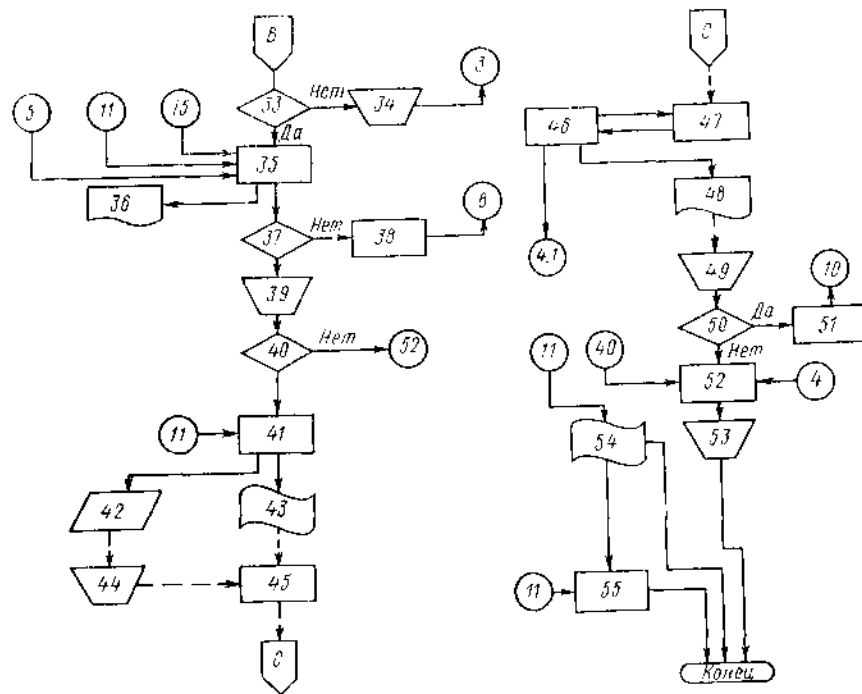
4. Библиотека диаграмм серийных испытаний гребных винтов.

Библиотека формируется в виде набора файлов внешней памяти, содержащих аппроксимации регрессионными полиномами диаграмм испытаний серий моделей гребных винтов для судов различного назначения.

4.1. Регрессионный анализ кривых действия и запись их в библиотеку.

5. Кривая сопротивления. Данные по взаимодействию гребного винта с корпусом, включая поле скоростей в диске гребного винта.

5.1. Ввод систематических данных по коэффициентам взаимодействия.



проектирования гребных винтов с помощью САПР ГВ.

Аппроксимации систематических данных по коэффициентам взаимодействия используют при расчетах на равных стадиях проектирования.

5.2. Ввод и анализ поля скоростей в диске гребного винта.

Программа обеспечивает ввод поля скоростей, его гармонический анализ и запись в библиотеку полей.

6. Расчет ходкости на режиме, наиболее опасном с точки зрения кавитации лопастей гребного винта.

Расчет производится с целью уточнения дискового отношения.

7. Выбор параметров откидки и саблевидности лопастей.

8. Оптимизация гребного винта на основе расчета по теории несущей линии.

В программе могут быть предусмотрены следующие возможности:

расчет распределения циркуляции с разгрузкой конца лопасти при заданном допустимом снижении КПД относительно оптимального винта;

расчет вызванных скоростей по заданному закону распределения циркуляции вдоль радиуса;

расчет исходных данных для программ, определяющих кривизну и шаг сечений по теории несущей поверхности, включая расчет ширины и толщины лопасти из условий обеспечения прочности и требований по кавитационным характеристикам лопастей.

9. Определение кривизны и шага сечений лопасти по теории несущей поверхности. На этом этапе используется программа, основанная на допущении о малости $\left| \frac{dx_R}{dr} \right|$ или $\left| \frac{dP}{dr} \right|$ (см. § 7, 35). При больших значениях этих производных следует уточнить распределения шага и кривизны с помощью программы, учитывающей в граничном условии радикальные составляющие нормалей к несущей и средней поверхностям.

10. Формирование математического представления поверхности лопастей гребных винтов (МПП ГВ).

Формирование МПП ГВ осуществляется программой, входящей как в комплекс программ проектировочных расчетов, так и в комплексе программ автоматизированной подготовки производства моделей гребных винтов.

11. Запись МПП ГВ в базу данных.

Запись (считывание) МПП ГВ в базу данных осуществляется специальным модулем по номеру варианта (проекта).

12. Расчет интегральных геометрических характеристик лопастей и их сечений.

Вычисляются, в частности, значения дискового отношения, объема лопастей, площадей и моментов инерции сечений.

$$13. \left| \frac{A_E}{A_0} - \left(\frac{A_E}{A_0} \right)_{\text{норм}} \right| \leq 0,1.$$

Если полученное расчетом дисковое отношение значительно отличается от дискового отношения диаграммы, по которой производился выбор основных элементов гребного винта, то расчет начиная с блока 3 повторяется. При этом, однако, используется диаграмма с более близким к требуемому значению A_E/A_0 .

14. Поверочный расчет гребного винта по теории несущей поверхности.

Программа предусматривает возможность выполнения расчета кривых действия и интенсивности присоединенной циркуляции гребного винта, работающего в однородном потоке, а также расчета интенсивности присоединенной циркуляции, сил и моментов, действующих на лопасть гребного винта, сил и моментов, действующих на гребной винт в целом и передающихся на гребной вал при работе винта в неоднородном поле скоростей.

15. Запись результатов поверочного расчета по теории несущей поверхности в базу данных.

16. Вывод результатов поверочного расчета по теории несущей поверхности на печать.

17. Построение плоских профилей, эквивалентных сечениям лопасти гребного винта (см. § 21).

18. Запись в базу данных геометрии эквивалентных профилей.

19. Расчет давлений на лопастях гребного винта.

Для расчета давлений численным способом определяется конформное отображение внешности каждого эквивалентного профиля на внешность круга.

20. Вывод на печать результатов расчетов давлений.

21. Расчет кавитационных диаграмм сечений лопастей гребного винта.

22. Вывод на печать параметров кавитационных диаграмм сечений лопастей гребного винта.

23. Расчет интенсивности кавитационного шума гребного винта.

24. Вывод на печать результатов расчета кавитационного шума.

25. Расчет зон лопастей гребного винта, охваченных кавитацией.

26. Вывод на печать параметров кавитации.

27. Удовлетворяют ли требованиям ТЗ расчетные кавитационные характеристики лопастей гребного винта?

28. Принятие решения о способах улучшения кавитационных характеристик гребного винта.

Решение может касаться, например, изменения профилировки лопастей или заключаться в специальных конструктивных мерах. Решение принимает проектировщик гребного винта.

29. Расчет сил на гребном винте, работающем в неоднородном потоке давлений, индуцированных винтом в воде, и сил, возникающих при работе винта на корпусе.

30. Данные по геометрии корпуса судна и его конструкции.

31. Вывод на печать результатов расчетов.

32. Расчет вибрации корпуса, обусловленной работой гребного винта.

33. Удовлетворяют ли нормам параметры вибрации корпуса судна?

34. Принятие решения о путях уменьшения вызванной гребным винтом вибрации корпуса судна.

Решение принимают совместно проектировщик гребного винта и проектировщик судна. Оно может касаться изменения параметров гребного винта (например, числа лопастей), параметров корпуса (например, увеличения жесткости), а также взаимного расположения винта и корпуса.

35. Расчет статической и циклической прочности лопастей гребного винта.

36. Печать результатов расчета.

37. Удовлетворяют ли нормы запаса прочности лопастей?

38. Изменение коэффициента, определяющего запас прочности лопастей.

Если спроектированный гребной винт не удовлетворяет нормам прочности, то приходится увеличивать момент сопротивления корпусных сечений его лопастей. В тех случаях когда необходимо увеличение толщины или ширины лопасти превышает 10 %, гребной винт проектируют заново, увеличивая в исходных данных к программе блока 8 коэффициент, определяющий запас прочности.

39. Принятие решения о необходимости изготовления модели гребного винта.

Решение принимает проектировщик гребного винта.

40. Нужна ли модель гребного винта?

41. Автоматизированная подготовка производства модели гребного винта.

Автоматизированная подготовка производства моделей гребных винтов состоит из следующих основных этапов:

1) проверки геометрии спроектированного гребного винта путем вычерчивания базовых геометрических элементов и проекций поверхностей лопастей;

2) сглаживания и коррекции геометрических элементов. Решение о необходимости сглаживания или коррекции принимает проектировщик гребного винта;

3) построения формовочных чертежей для изготовления отливки, чертежей общего вида модели, цилиндрических сечений лопастей;

4) подготовки исходных данных для системы автоматического программирования (САП);

5) подготовки управляющей программы для обработки модели гребного винта на станке с ЧПУ.

42. Вывод на автомат чертежей модели гребного винта.

Перечень чертежей дан при описании блока 41.

43. Вывод управляющей программы для станка.

44. Изготовление отливки модели гребного винта.

45. Изготовление модели гребного винта с помощью фрезерного станка с ЧПУ.

46. Управление экспериментом и обработка результатов испытаний модели гребного винта в кавитационной трубе.

В номенклатуру стандартных испытаний модели гребного винта входит определение кривых действия. Массивы экспериментальных значений коэффициентов

упора и момента обрабатываются с помощью программы регрессионного анализа; коэффициенты полученных зависимостей записываются в библиотеку диаграмм (см. блок 4.1).

47. Испытания модели гребного винта в кавитационной трубе.

48. Печать результатов экспресс-обработки экспериментальных данных.

49. Анализ результатов испытаний модели гребного винта.

Анализ выполняет проектант гребного винта. В результате рассмотрения полученных при испытаниях модели гребного винта данных принимают решение о необходимости изменения геометрии лопастей.

50. Нужна ли коррекция математического представления поверхности лопастей?

51. Коррекция математического представления поверхности лопастей.

Коррекция выполняется путем замены аппроксимаций соответствующих геометрических элементов.

52. Окончательный расчет ходкости, уточнение диаметра гребного винта, расчет паспортной диаграммы.

53. Формирование технического отчета по результатам проектирования гребного винта.

54. Вывод машинного носителя с окончательным МПП спроектированного гребного винта.

Этот машинный носитель используют затем для построения теоретических чертежей гребного винта (блок 55). Он является основой для автоматизированной подготовки рабочей и технологической документации по гребному винту.

55. Построение теоретических чертежей натурального гребного винта и печать таблиц геометрических параметров гребного винта.

Каждая из программ, входящих в систему, может использоваться независимо от системы в качестве самостоятельной программы.

Глава X

ГРЕБНЫЕ ВИНТЫ РЕГУЛИРУЕМОГО ШАГА

§ 42. ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ И ПРОЕКТИРОВАНИЯ ВИНТОВ РЕГУЛИРУЕМОГО ШАГА

Конструктивные особенности гребного винта регулируемого шага (ВРШ), заключающаяся в возможности поворота его лопастей в широком диапазоне угловых положений, придает этому движителю существенные эксплуатационные преимущества по сравнению с обычным гребным винтом.

Одним из основных достоинств ВРШ является то, что независимо от скорости и сопротивления движению судна всегда возможно передать на гребной винт полную мощность главного двигателя за счет соответствующего изменения шага лопастей. В результате для судов, оборудованных ВРШ:

существенно увеличиваются тяговые характеристики на промежуточных и малых скоростях, что особенно важно для рыболовных траулдеров, буксиров, ледоколов, судов на подводных крыльях (для последних указанное качество ВРШ позволяет обеспечить эффективное прохождение «горба сопротивления» при разгоне судна);

всегда может быть обеспечено соответствие между потребляемой гребным винтом мощностью и располагаемой мощностью двигателя в реальных условиях эксплуатации судна, а именно при обрастании и увеличении шероховатости корпуса и лопастей гребного винта, в условиях волнения и ветра, при изменении водоизмещения судна, при плавании судна на мелководье, а также при уменьшении мощности на валу вследствие эксплуатационного износа двигателя или потребления мощности навешенными на главный двигатель дополнительными потребителями энергии (вспомогательными механизмами).

Важным эксплуатационным преимуществом ВРШ является возможность обеспечения работы движителя на оптимальных по экономичности режимах в широком диапазоне скоростей судна. При применении ВРШ та или иная скорость хода может быть получена при различных значениях частоты вращения гребного вала, чего не может обеспечить обычный гребной винт; при этом для заданной скорости за счет определенного сочетания шага и частоты вращения всегда может быть выбран режим работы, соответствующий наиболее высокому значению произведения КПД движителя на КПД двигателя.

ВРШ позволяет получить любое значение скорости — от скорости полного переднего до скорости полного заднего хода — без изменения направления и частоты вращения гребных валов. Это свойство ВРШ приводит к существенному улучшению эксплуатационных и маневренных качеств судна, в частности:

на судах с дизельными установками, обладающими сравнительно высокими минимально устойчивыми оборотами двигателя, возможно получение любых малых скоростей хода, вплоть до нулевой скорости (при этом режим нулевой скорости обеспечивается без остановки двигателя); в результате повышается мобильность управления судном и эффективность маневрирования на малых скоростях;

значительно улучшаются реверсивные характеристики судна, так как в процессе реверсирования на ВРШ может быть подана гораздо большая мощность, чем на обычный гребной винт: на судах с газо- и паротурбинными установками — за счет использования мощности главного двигателя (а не специальных относительно маломощных устройств заднего хода), на судах с дизельными установками — за счет более высокой частоты вращения гребных валов; в результате при применении ВРШ существенно сокращается выбег судна при экстренном торможении, что имеет большое значение с точки зрения обеспечения безопасности плавания судна.

Важными достоинствами ВРШ как составной части двигательного комплекса судна являются:

упрощение энергетической установки и повышение показателей ее экономичности в связи с исключением из состава энергетической установки специальных реверсивных устройств (турбин заднего хода, реверс-редукторов);

повышение моторесурса энергетической установки благодаря отсутствию частых остановок и реверсирования главных двигателей на режимах маневрирования и швартовных операций;

возможность отбора мощности на специальные и вспомогательные нужды непосредственно от главного двигателя, что исключает необходимость использования на судне дополнительных источников энергии;

возможность достижения высокого уровня автоматизации энергетической установки и мобильности ее управления.

Эксплуатационными преимуществами ВРШ являются:

уход от критических по вибрации корпус судна значений частоты вращения гребного винта, способствующий улучшению условий обитаемости на судне и повышению долговечности работы различного судового оборудования;

более широкие возможности самостоятельного (без буксиров) осуществления швартовных операций и маневрирования в портах и узкостях, которое снижает эксплуатационные расходы, что особенно важно для крупнотоннажных судов.

Вместе с тем, ВРШ имеет и некоторые недостатки. По сравнению с обычными гребными винтами ВРШ имеет дополнительные гидродинамические потери. Эти потери обусловлены увеличенным диаметром ступицы, в которой размещается механизм поворота лопастей (d_H ВРШ составляет 28—30% D , а иногда и более), а также увеличенной относительной толщиной лопастей в районе корневых сечений. Для широколопастных ВРШ не удастся, как правило, оптимизировать с точки зрения плавности обтекания участки притыкания лопастей к ступице. В связи с этим максимально достижимый КПД у ВРШ будет ниже, чем у гребных винтов фиксированного шага (ВФШ). На рис. X.1 сравниваются КПД ВРШ и ВФШ при различных гидродинамических нагрузках. Хотя на отдельных режимах соотношение между КПД сравниваемых серий винтов может быть как в пользу одного, так и другого типа винта, считают, что максимальные значения КПД у ВРШ на 3—5% (в зависимости от гидродинамической нагрузки) ниже, чем у ВФШ.

Вследствие того что лопасти ВРШ должны иметь возможность поворачиваться в сторону отрицательных шаговых углов без взаимного задевания, дисковое отношение этих гребных винтов ограничено. Как правило, максимальное значение

дискового отношения ВРШ не превосходит 0,75—0,80. Эта конструктивная особенность создает определенные трудности проектирования ВРШ для относительно быстроходных судов в связи с необходимостью обеспечения запасов по второй стадии кавитации (т. е. кавитации, сопровождающейся снижением эффективности винта), которые при проектировании ВРШ обычно достигаются увеличением дискового отношения до значений 1,0—1,1. Для преодоления этих трудностей диаметр ВРШ приходится принимать несколько большим, чем у ВФШ (чтобы уменьшить гидродинамическую нагрузку двигателя), что сопровождается необходимостью уменьшения номинальной частоты вращения проектируемого ВРШ. Таким образом, применение ВРШ на относительно быстроходных судах накладывает определенные ограничения на выбор номинальной частоты вращения гребного винта.

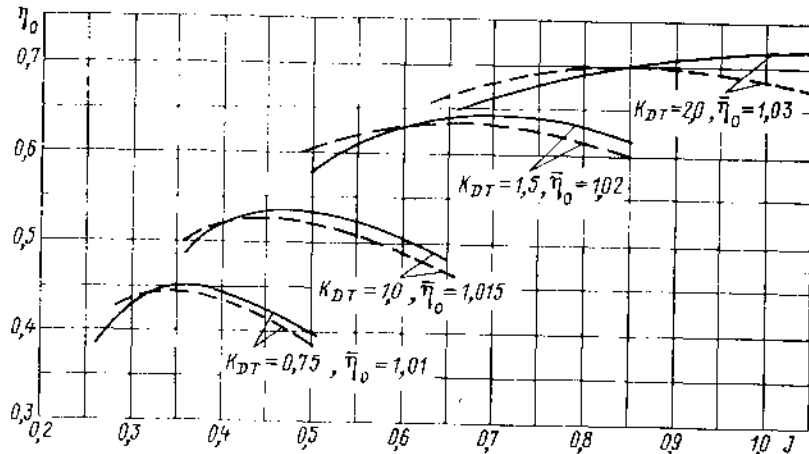


Рис. X.1. Сравнение КПД гребных винтов фиксированного и регулируемого шага. — ВФШ серии В1-35; - - - ВРШ серии АУ-СР4-55; η_0 — η_0^{\max} ВФШ / η_0^{\max} ВРШ.

К недостаткам ВРШ относят также их больший вес по сравнению с ВФШ, а также некоторое увеличение затрат на постройку судна. Считают, однако, что увеличенная стоимость ВРШ окупается в течение 1—2 лет эксплуатации судна.

Проектирование ВРШ имеет свои специфические особенности.

Выбор проектного режима. В связи с тем что каждый ВРШ гидродинамически эквивалентен бесчисленному множеству винтов фиксированного шага, при его проектировании необходимо решать, какой режим работы винта наиболее целесообразно принять в качестве проектного, т. е. для какого режима следует произвести выбор распределения шагового отношения по радиусу.

Выбор проектного режима ВРШ зависит от назначения и условий эксплуатации судна, для которого проектируется данный двигатель. Различают три основных группы судов, применительно к которым следует учитывать особенности проектирования ВРШ с точки зрения выбора проектного режима.

1. Транспортные суда, у которых гидродинамическая нагрузка двигателя на длительных эксплуатационных режимах изменяется незначительно. На диаграмме $K_D T - J$ этому условию соответствует сравнительно узкая область изменения значений коэффициента $K_D T$ (заштрихованная область I, рис. X.2). При проектировании ВРШ для этих судов в качестве проектного режима принимают режим, соответствующий условию получения наилучших пропульсивных качеств на основном ходовом режиме плавания судна (точка А). Тем не менее, при решении вопроса о выборе типа двигателя и соответствующего проектного режима для транспортных судов, совершающих длительные рейсы при существовании различных водоизмещений (с полным грузом и в балласте), целесообразно оценить значения коэффициента $K_D T$ для каждого из указанных режимов.

Данную группу, как правило, составляют пассажирские, сухогрузные суда, контейнеровозы, танкеры.

2. Суда, имеющие два или более двух режимов длительной эксплуатации, каждый из которых характеризуется существенным различием гидродинамической нагрузки двигателя (например, области I и II на диаграмме $K_D T - J$). В эту группу входят рыболовные траулеры, суда с комбинированными силовыми установками, морские буксиры, спасательные суда. Выбор проектного режима для судов этой группы надо производить исходя из анализа экономических показателей эксплуатации судна в течение определенного периода.

3. Суда, для которых требования обеспечения высоких маневренных качеств имеют первостепенное значение и для которых выбор ВРШ в качестве двигателя

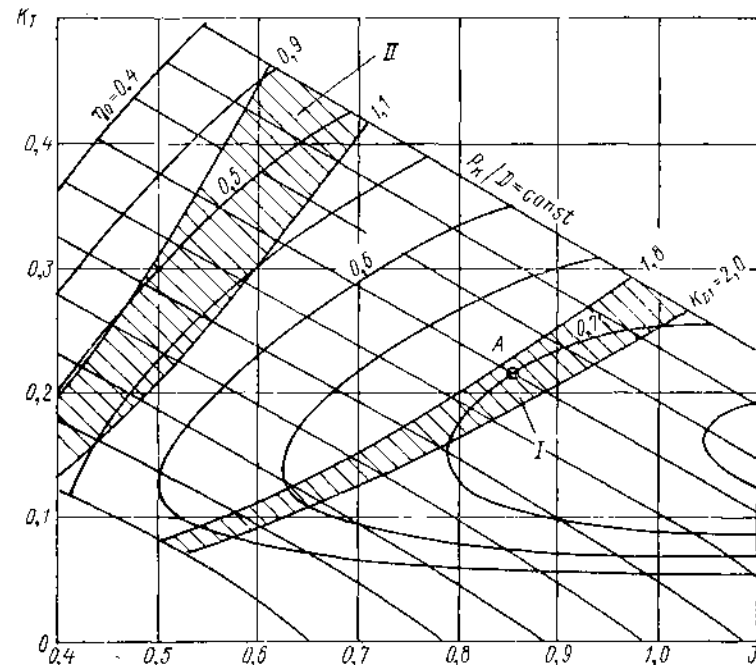


Рис. X.2. Режимы работы гребных винтов на судах.

определяется именно этими требованиями. Эту группу составляют паромы, рейдовые буксиры, кабельные и другие суда. Характеристики заднего хода для указанных судов имеют важное значение. Поэтому при выборе элементов винта принимают заниженное значение конструктивного шагового отношения, что способствует повышению характеристик ВРШ на заднем ходе.

Ограничение длины корневых сечений лопасти. Контур лопасти ВРШ и соответственно длины хорд спрямленных цилиндрических сечений лопасти на отдельных радиусах надо выбирать такими, чтобы обеспечить разворот лопастей в сторону отрицательных шаговых углов без взаимного задевания. Это требование приобретает особую важность при проектировании ВРШ для относительно быстроходных судов, дисковые отношения которых близки к предельным ($A_f/A_0 > 0.7$). Предельные значения для хорд спрямленных цилиндрических сечений лопасти b_{np} определяют при решении уравнения

$$\left(\frac{b_{np}}{2r} \sin \varphi\right)^2 + \sin^2 \theta = \cos^2 \theta \cdot \operatorname{tg}^2 \left(\frac{180}{Z} - \Delta\theta\right), \quad (X.1)$$

где $\theta = \frac{90}{\pi} \frac{b_{np}}{r} \cos \varphi$; $\Delta\theta$ — угловой зазор между сечениями на радиусе r при взаимном развороте лопастей.

Распределение по радиусу предельных значений длин хорд спрямленных цилиндрических сечений для 4- и 5-лопастных ВРШ с конструктивным шагом отношения $P_r/D \approx 1,2$, определенное решением приведенного уравнения, показано на рис. X.3. На этом же рисунке показано распределение хорд спрямленных сечений лопасти, найденных из условия обеспечения равного запаса по кавитации для всех сечений при безударном входе. Видно, что для ВРШ, дисковые отношения которых близки к предельным, невозможно удовлетворить требованию обеспечения одинакового запаса по отношению к возникновению профильной кавитации по всей длине лопасти.

Вследствие ограниченности длины хорд в районе корневых сечений лопасти ВРШ по сравнению с лопастью ВФШ при одинаковых значениях дискового отношения (при $L_E/A_0 > 0,65$) оказывается относительно перегруженной в районе корня лопасти (что усугубляется также конструктивными условиями сопряжения лопасти

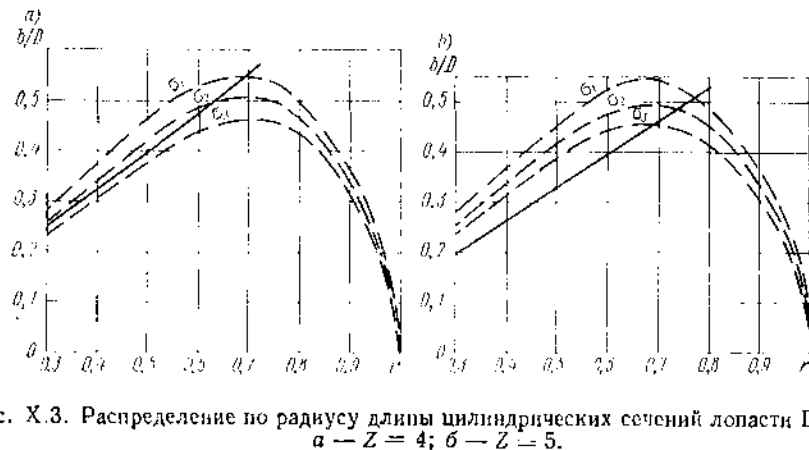


Рис. X.3. Распределение по радиусу длины цилиндрических сечений лопасти ВРШ: а — $Z = 4$; б — $Z = 5$.

— предельная длина цилиндрических сечений лопасти; - - - - - длина цилиндрических сечений, соответствующая равенству запаса по началу кавитации при безударном входе.

с фланцем) и более широкой в районе наиболее нагруженных периферийных сечений. Эта особенность ВРШ, хотя и может приводить к некоторому снижению его КПД по сравнению с ВФШ, с точки зрения повышения кавитационных качеств винта (по второй стадии кавитации) является положительным свойством, так как в районе наиболее нагруженной части лопасти длины хорд сечений лопасти ВРШ соответствуют сечениям лопастей ВФШ с несколько большим дисковым отношением. Вследствие этого можно считать, что по кавитационным качествам, характеризующим начало второй стадии кавитации, ВРШ лишь незначительно уступают ВФШ (при равных значениях дискового отношения).

Искажение формы цилиндрических сечений и изменение закона распределения шагового отношения по радиусу при повороте лопасти ВРШ. Различают конструктивное P_r/D и установочное P/D шаговые отношения ВРШ. При конструктивном шаговом отношении распределение шага отдельных цилиндрических сечений лопасти по радиусу и их профилировка соответствуют режиму работы ВРШ, для которого производится его проектирование. Установочное шаговое отношение ВРШ — шаговое отношение при установке его лопастей на любой шаговый угол, отличный от конструктивного. При повороте лопастей ВРШ относительно их положения при конструктивном шаговом отношении изменяется закон распределения шага отдельных цилиндрических сечений по радиусу и происходит искажение их формы, что сказывается на гидродинамических и кавитационных характеристиках винта.

В процессе проектирования и гидродинамических расчетов ВРШ возникает необходимость определения геометрических параметров лопасти при различных установочных шаговых отношениях или при повороте лопасти на определенный угол относительно ее положения при конструктивном шаговом отношении.

Вследствие малости относительной толщины и кривизны цилиндрических сечений можно считать, что характер искажения их формы при повороте лопасти на определенный угол будет таким же, как искажение формы правильной винтовой поверхности при ее повороте на тот же угол. Учитывая это, для решения задачи, связанной с установлением связи между геометрическими параметрами цилиндрических сечений лопасти ВРШ и углами поворота лопасти, можно использовать построенные А. С. Лодкиным диаграммы искажения винтовых линий на определенных радиусах при повороте лопасти ВРШ (рис. X.4). Диаграммы построены для относительных радиусов $r = 0,4; 0,65; 0,8$ и $0,95$. Относительная длина b/D расположена перед осью поворота (или за ней) части цилиндрического сечения отложена на диаграммах по дугам концентрических окружностей с центром в начале координат. С помощью этих диаграмм могут быть определены ординаты $Z = Z/R$ искаженных винтовых линий, соответствующие повороту лопасти на угол γ . На диаграммах нанесены также линии постоянных значений дополнительного угла нулевой подъемной силы цилиндрического сечения лопасти на соответствующем радиусе, обусловленного искажением винтовой линии при повороте лопасти. Представленные на диаграммах значения $\alpha_{цек}$ определяют угол нулевой подъемной силы S-образной дужки при коэффициенте компенсации цилиндрического сечения $k = 0,5^1$.

Для цилиндрического сечения с произвольным k , повернутого относительно положения при конструктивном шаговом отношении на угол γ , угол нулевой подъемной силы определяют по формуле

$$\alpha = \alpha_0 + A\alpha_{цек}, \quad (X.2)$$

где α_0 — угол нулевой подъемной силы цилиндрического сечения в положении лопасти ВРШ, соответствующем конструктивному шаговому отношению;

$$A = \begin{cases} \frac{7 - 12k}{4(1 - k)^2} & \text{при } k \leq 0,5; \\ \frac{7 - 12k}{4k} & \text{при } k > 0,5; \end{cases}$$

$\alpha_{цек}$ — угол, значение которого снимают с диаграмм рис. X.4.

Необходимо иметь в виду, что диаграммы, изображенные на рис. X.4, построены для винтовой поверхности с конструктивным шаговым отношением $P_r/D = 0,8$. При определении параметров искаженных винтовых линий с иным конструктивным шаговым отношением необходимо повернуть координатные оси на угол

$$\psi = \arctg \frac{0,8}{\pi r} - \arctg \frac{P/D}{\pi r}. \quad (X.3)$$

Используя ординаты кривых искаженной винтовой линии и суммируя их с ординатами исходного профиля, можно построить результирующую форму профиля лопасти ВРШ при повороте ее на некоторый угол.

В табл. X.1 представлена схема расчета распределения установочного шагового отношения, соответствующего повороту лопасти ВРШ на угол γ относительно входного положения, определяемого распределением P_r/D . При выполнении расчета нет необходимости осуществлять поворот координатных осей на диаграммах рис. X.4, так как этот поворот учитывается расчетным путем. В табл. X.1 все величины, отмеченные одним штрихом, относятся к входящей части лопасти (части лопасти перед осью поворота), а отмеченные двумя штрихами — к выходящей части.

Учет влияния ступицы. При расчете ВФШ, относительный диаметр ступицы винтов составляет $0,18-0,20$ диаметра винта, силы на ступице, как правило, не учитывают. При поворочном расчете ВРШ, для которых характерен относительный диаметр ступицы, равный $0,28-0,32$, необходимо учесть силы, возникающие на ступице за счет разрежения на обтекателе винта. Это может быть сделано на основе данных, полученных В. М. Котловиным [72].

¹ Коэффициентом компенсации цилиндрического сечения лопасти называют отношение длины части хорды, расположенной перед осью поворота, к полной длине хорды сечения.

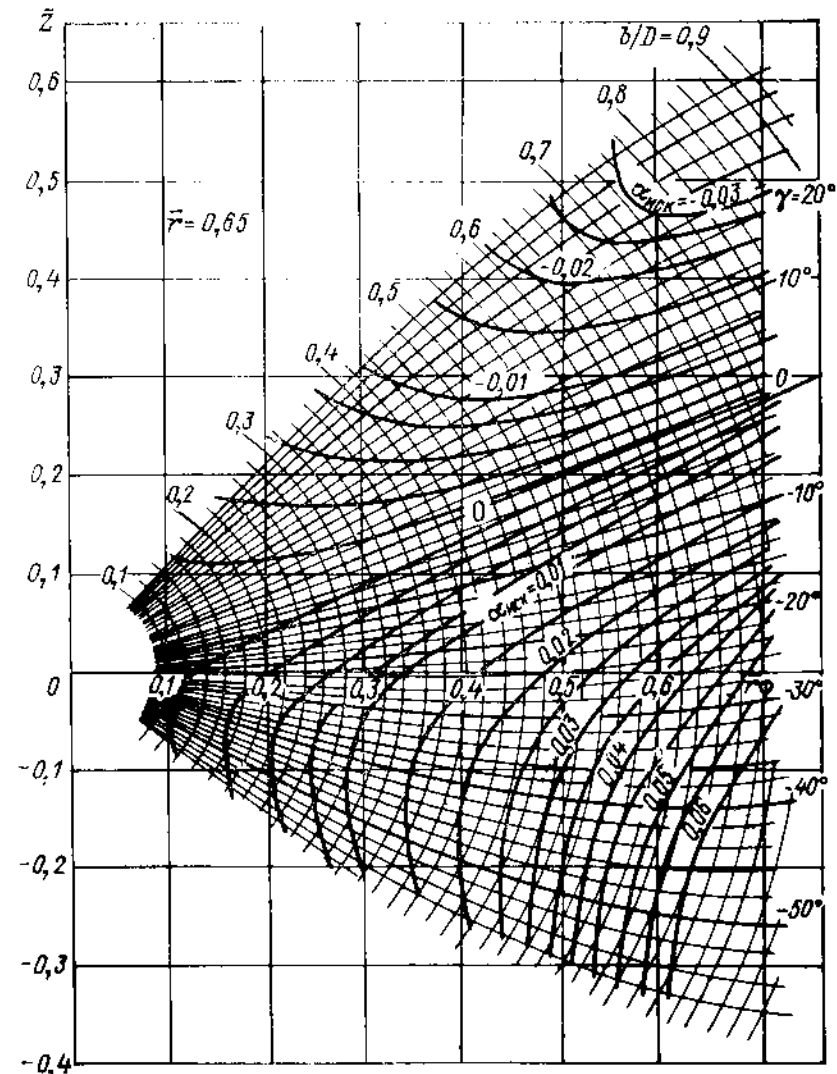
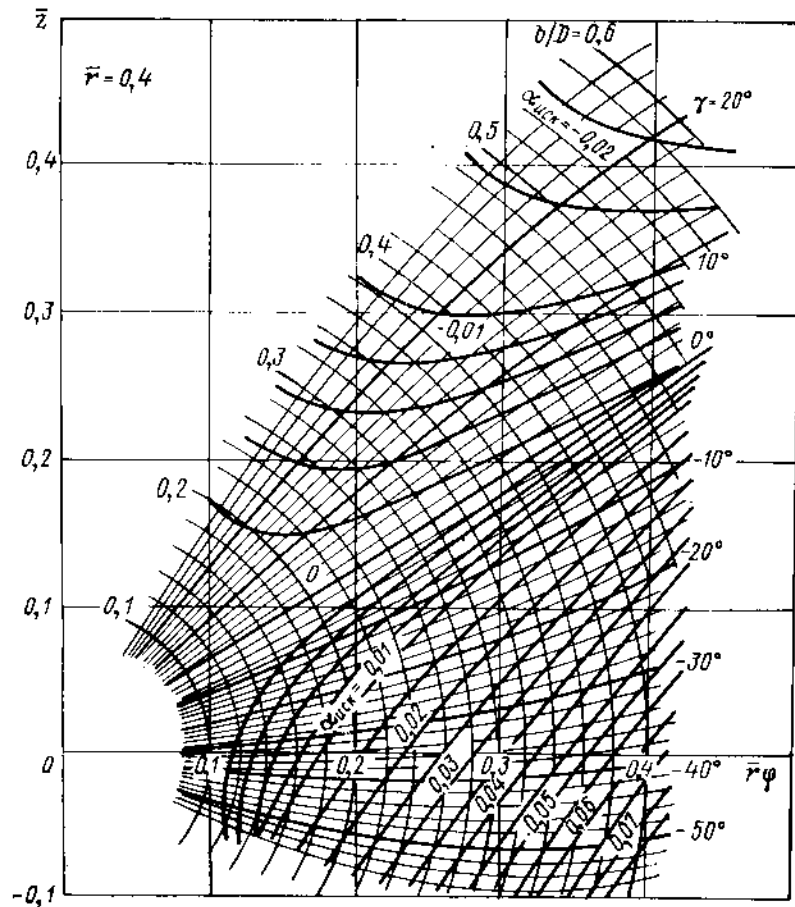


Рис. X.4. Диаграммы искажения винтовых линий на относительных радиусах при повороте лопасти ВРШ.

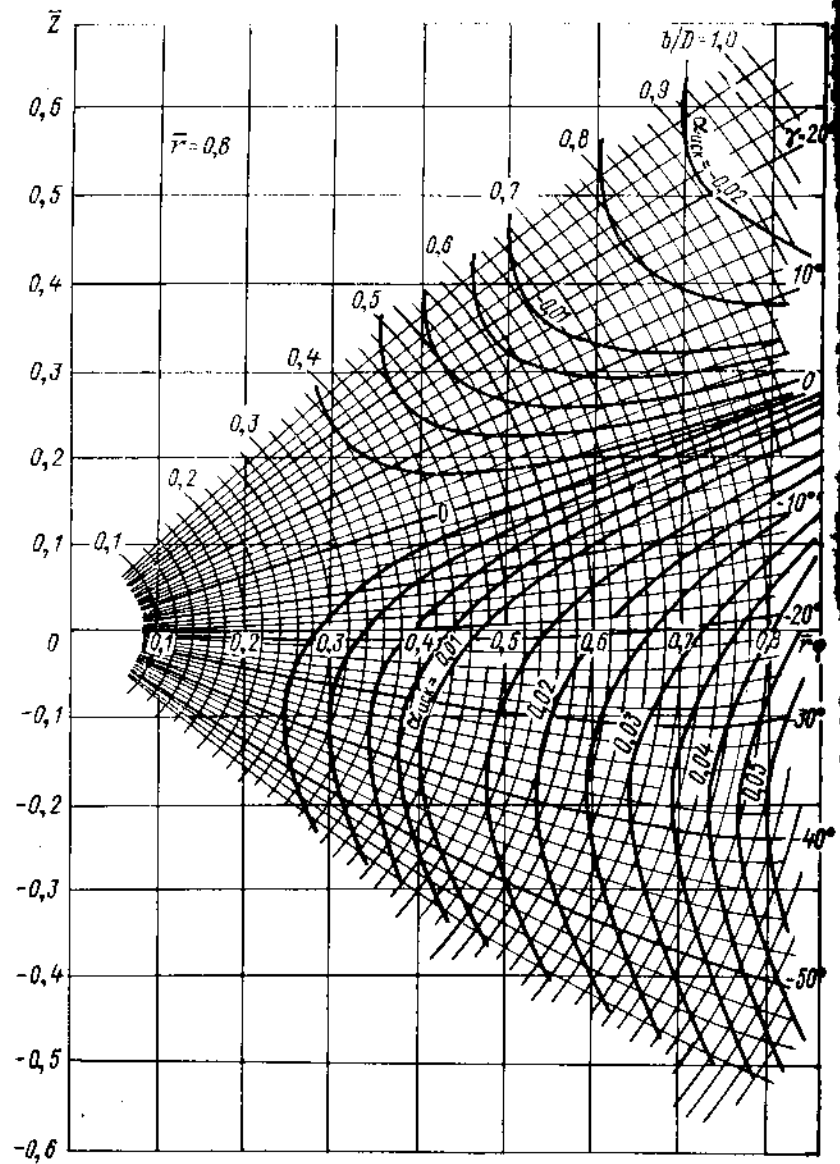
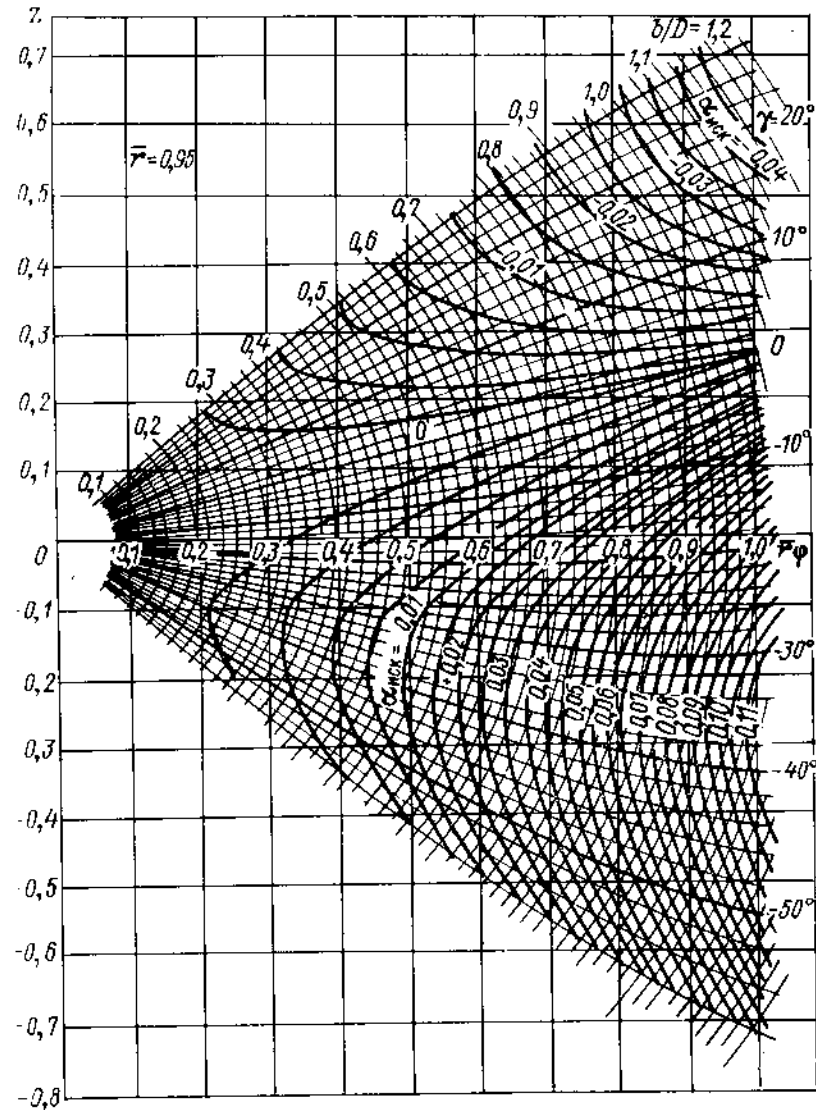


Рис. X.4. Диаграммы искажений винтовых линий на r_{max}



разных относительных радиусах при повороте зоны ВРШ.

Таблица X.1. Расчет установочного шагового отношения ВРШ при повороте лопасти на угол γ

Исходные данные: γ ; P_H/D ; b/D .

Величина	f				Примечание
	0,4	0,65	0,8	0,95	
b'/D					
$b''/D = b/D - b'/D$					
$z'_0 = f_1 [2b'/D, \gamma]$					С диаграмм рис. X.4 То же
$(\bar{r}\varphi_0)' = f_2 [2b'/D, \gamma]$					
$\nu'_0 = \text{arctg} \frac{z'_0}{(\bar{r}\varphi_0)'}^2$					С диаграмм рис. X.4 То же
$z''_0 = f_3 [2b''/D, \gamma]$					
$(\bar{r}\varphi_0)'' = f_4 [2b''/D, \gamma]$					
$\nu''_0 = \text{arctg} \frac{z''_0}{(\bar{r}\varphi_0)''^2}$					
$\psi = \text{arctg} \frac{0,8}{\pi r} - \text{arctg} \frac{P_H/D}{\pi r}$					
$\nu' = \nu'_0 - \psi$					
$\nu'' = \nu''_0 - \psi$					
$P_H/D = \frac{-(b'/D) \sin \nu' + (b''/D) \sin \nu''}{(b'/D) \cos \nu' + (b''/D) \cos \nu''}$					

Дополнительный коэффициент упора, обусловленный силой на обтекатель ступицы, определяют по формуле

$$K_c = 0,41 \bar{r}_H^{-2} f_P (P_H/D) f_C (\bar{C}_{TA}), \quad (X.4)$$

где f_P и f_C — нормированные функции, которые могут быть определены с помощью графика, приведенного на рис. X.5, где f_P построена в зависимости от поступи нулевого упора P_H/D , а f_C — от параметра $\bar{C}_{TA} = C_{TA}/(1 + C_{TA})$.

Коэффициент упора винта равен

$$K_T = K_{T0} - K_c, \quad (X.5)$$

где K_{T0} — коэффициент упора, найденный в результате поворочного расчета и характеризующий упор, создаваемый лопастями.

Учет нагрузок, действующих на конструктивные элементы ВРШ. На лопасти ВРШ действуют те же силы гидродинамической и инерционной природы, что и на лопасти ВФШ. Однако при проектировании ВРШ необходимо более детальное изучение этих сил и обусловленных ими моментов, поскольку они воспринимаются не только материалом лопасти, но и подшипниками концевой заделки лопасти, а также механизмом ее поворота. Как правило, определяющая роль при расчете ВРШ принадлежит силам и моментам гидродинамической природы; лишь для весьма высокооборотных ВРШ инерционные нагрузки соизмеримы с гидродинамическими. Методы расчета инерционных нагрузок подробно изложены в работе [6].

Гидродинамические нагрузки, действующие на лопасть, складываются из силы упора, тангенциальной силы, изгибающего момента относительно плоскости заделки лопасти и гидродинамического момента относительно оси поворота лопасти. Хотя все эти нагрузки переменны во времени — за счет перекадки лопастей при маневри-

ровании, а также за счет неравномерности поля скоростей — их принято определять в квазистационарной постановке. Упор и тангенциальная сила могут быть непосредственно определены на основании экспериментальных кривых действия, причем максимальные их значения возникают в процессе реверса судна (см. гл. XIII). Тангенциальную силу рассчитывают по значению момента исходя из предположения, что она приложена на половине длины лопасти. Изгибающий момент относительно плоскости заделки определяется соотношением

$$M_{из} = F (r_R - r_{II}), \quad (X.6)$$

где F — равнодействующая сил, действующих на лопасти; r_R — радиус приложения равнодействующей. При вычислении изгибающих моментов принимают, что упор приложен на радиусе

$$r_T = \frac{2}{3} \left(R + \frac{r_H^2}{R + r_H} \right), \quad (X.7)$$

тогда

$$r_R = \frac{\sqrt{T^2 r_T^2 + Q^2}}{F}.$$

Расчет по этим приближенным формулам дает несколько завышенные значения изгибающих моментов.

Скручивающий момент, действующий на лопасть, находят из выражения

$$M_{скр} = \int_{r_{II}}^R C_{mi} \frac{\rho}{2} \omega_i^2 b^2 dr, \quad (X.8)$$

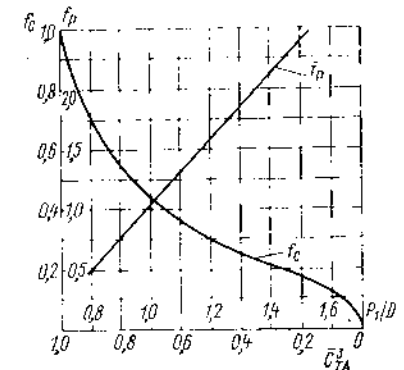


Рис. X.5. Зависимости $f_C (\bar{C}_{TA})$ и $f_P (P_H/D)$

где C_{mi} — коэффициент момента элемента лопасти; ω_i — скорость потока на элементе лопасти. Безразмерной характеристикой гидродинамического скручивающего момента является коэффициент C_m , представляемый в виде

$$C_m = \frac{M_{скр}}{\rho n^2 D^5}.$$

Знак скручивающего момента считают положительным, если момент действует в направлении увеличения шага лопасти, и отрицательным — при действии момента в обратном направлении.

В применяемом в настоящее время приближенном методе расчета принимают, что

$$C_{mi} = \pi \xi [\alpha_I (2k - 0,5) - 0,5\alpha_0 - \alpha_{иск} A_m], \quad (X.9)$$

где ξ определяют по графику рис. X.6 в зависимости от шагового угла ϕ и отношения b/r элемента лопасти, а A_m — по графику рис. X.7 в зависимости от коэффициента компенсации k элемента лопасти. Значения $\alpha_{иск}$ и угла атаки находят в результате расчета искаженной геометрии лопасти и поворочного расчета винта соответственно. Значения углов α_I , α_0 и $\alpha_{иск}$ должны включать определенные в процессе расчета поправки на конечность ширины лопасти.

Таким образом, если выполнен поворочный расчет ВРШ, вычисление скручивающих моментов на лопастях не составляет труда, причем результаты расчета удовлетворительно согласуются с данными эксперимента.

Однако поворочный расчет может быть выполнен по методам, изложенным в гл. VIII, лишь для установившихся режимов работы винта. В то же время наибольшие значения нагрузок, в частности и по скручивающему моменту, наблюдаются при маневрировании судна и в процессе реверса. Для этих режимов поворочный расчет связан со значительными трудностями и обладает существенно

меньшей точностью (см. гл. XIII), что осложняет расчет скручивающих моментов. Поэтому в процессе практического проектирования в настоящее время используют данные по гидродинамическим скручивающим моментам, полученные в результате модельных испытаний ВРШ в опытовом бассейне или в кавитационной трубе. Модельные испытания проводят в широком диапазоне относительных поступей и шаговых отношений, охватывающем возможные изменения этих параметров в процессе различных маневренных режимов судна (реверс с полного переднего хода на «Полный назад», реверс с полного заднего хода на «Полный вперед», режимы «Стоп», «Швартовный вперед», «Швартовный назад»). Практика проектирования ВРШ показывает, что наиболее часто режимы работы, при которых действуют максимальные нагрузки на механизм изменения шага со стороны ВРШ, соответствуют швартовому режиму работы ВРШ ($J = 0$). Это могут быть режимы «Стоп», «Швартовный вперед» или «Швартовный назад». Значения шагового отношения и частоты вращения ВРШ, соответствующей допустимым режимам работы главного дви-

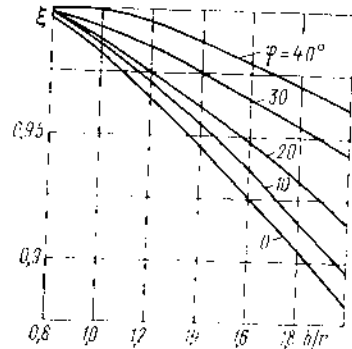


Рис. X.6. График для определения коэффициента ξ .

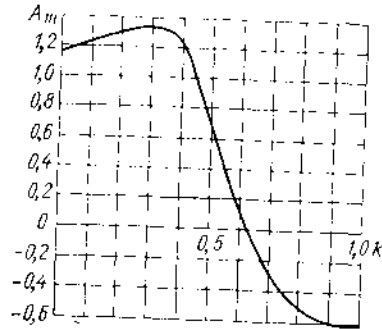


Рис. X.7. График для определения коэффициента A_m .

гателя, на этих режимах известны в процессе проектирования ВРШ. С использованием данных модельных испытаний могут быть определены также коэффициенты скручивающих моментов, а следовательно, и абсолютные значения действующих моментов. Режим работы, на котором гидродинамический скручивающий момент оказывается наибольшим, принимают в качестве расчетного при проектировании конструктивных элементов привода поворота лопастей ВРШ.

Практически важным является вопрос о снижении гидродинамических скручивающих моментов на проектируемом ВРШ, так как снижение действующих на конструкцию нагрузок означает возможное уменьшение ее габаритов, металлоемкости, мощности приводных двигателей. Выполненные исследования показывают [72], что в принципе можно обеспечить существенное снижение скручивающих моментов на наиболее нагруженных (с точки зрения этих моментов) режимах работы ВРШ, однако это снижение будет сопровождаться ухудшением пропульсивных и кавитационных качеств винта. Возможность же снижения скручивающих моментов без ухудшения указанных качеств весьма ограничена.

В практике для снижения скручивающих моментов следует уменьшать конструктивное шаговое отношение ВРШ (эта рекомендация согласуется с изложенной выше рекомендацией об улучшении характеристик ВРШ на заднем ходу для судов, к которым предъявляются повышенные требования в части обеспечения высоких маневренных качеств);

увеличивать число лопастей ВРШ (переход на увеличенное число лопастей приводит, однако, к усложнению конструкции ступицы и к трудностям размещения механизмов поворота лопастей в ступице без увеличения ее относительного диаметра);

рационально осуществлять выбор коэффициента компенсации.

Исследования показывают, что за счет изменения коэффициента компенсации можно добиться заметного снижения скручивающих моментов (на 10—15%), однако уменьшение скручивающих моментов на одних режимах сопровождается их ростом на других режимах. Поэтому оптимальные значения коэффициентов компенсации должны выбираться в каждом конкретном случае путем сравнительных расчетов скручивающих моментов. Расчеты скручивающих моментов можно выполнять по методике, изложенной в [72].

§ 43. ДИАГРАММЫ ДЛЯ ПРОЕКТИРОВАНИЯ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ ВРШ. СХЕМЫ РАСЧЕТОВ

Ниже изложен метод проектирования ВРШ с использованием диаграмм серийных модельных испытаний.

В судостроительной практике известны 4-лопастные ВРШ серии АУ-СР, разработанные в Японии. В этой серии варьируются дисковое отношение ($A_E/A_0 = 0,40; 0,55; 0,70$) и конструктивное шаговое отношение ($P_R/D = 0,6; 0,8; 1,0$).

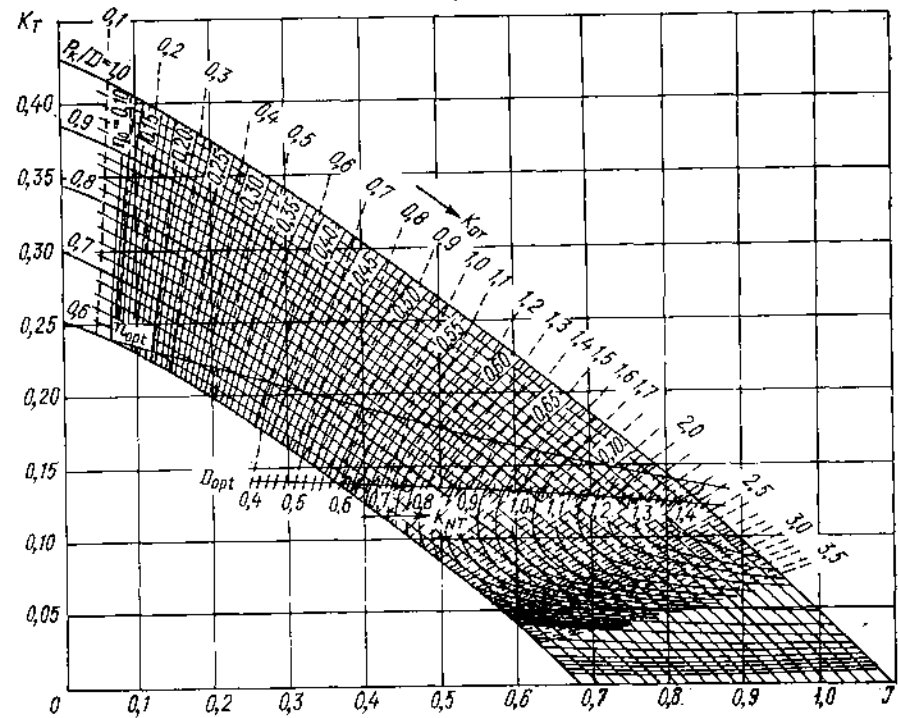


Рис. X.8. Сводная диаграмма $K_T - J - \eta_0$ ВРШ серии АУ-СР4-40.

С. Н. Иванов переработал исходные диаграммы гидродинамических характеристик ВРШ серии АУ-СР, представив их в форме, употребляемой в отечественной судостроительной практике, а именно в виде корпусных ($K_T - J - \eta$) и машинных ($K_Q - J - \eta$) диаграмм. Часть этих диаграмм приведена на рис. X.8—X.16, где представлены сводные (т. е. построенные по конструктивному шаговому отношению) корпусные и машинные диаграммы для ВРШ серий АУ-СР4-40, АУ-СР4-55, АУ-СР4-70 с $Z = 4$ и $A_E/A_0 = 0,40; 0,55; 0,70$, а также корпусные диаграммы для ВРШ серии АУ-СР4-55

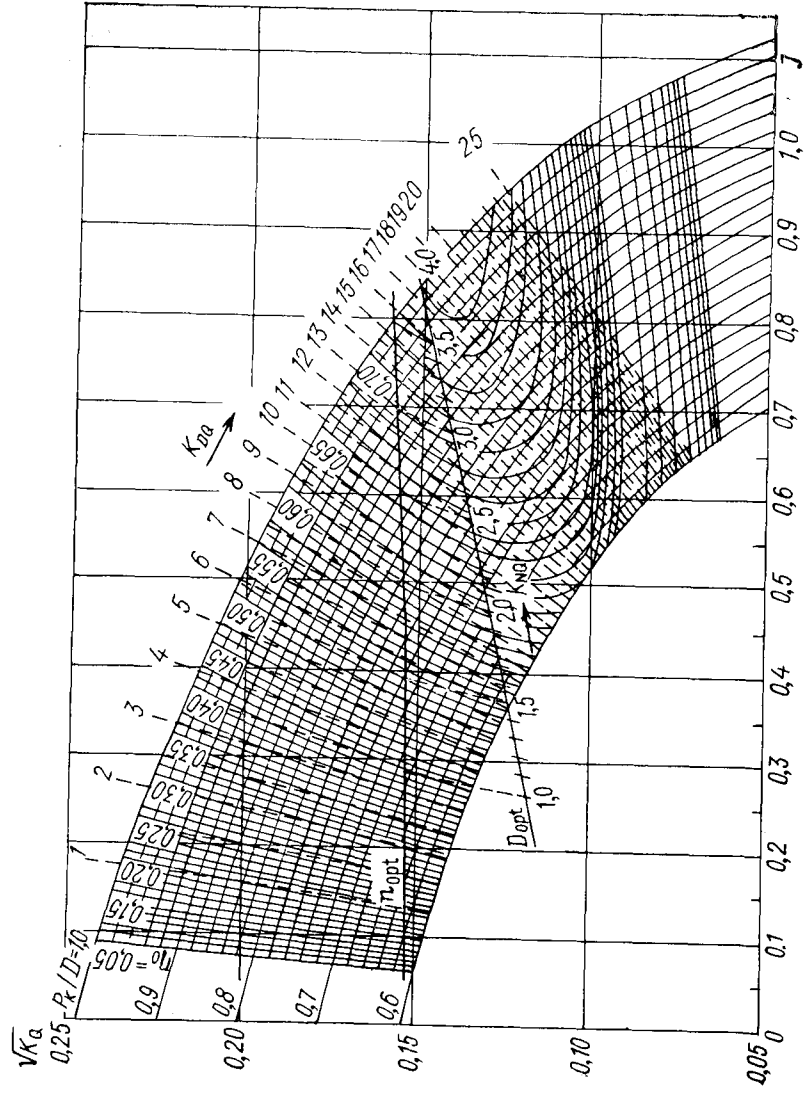


Рис. X.9. Сводная диаграмма K_Q - J - η_0 ВРШ серии AU-CP4-40.

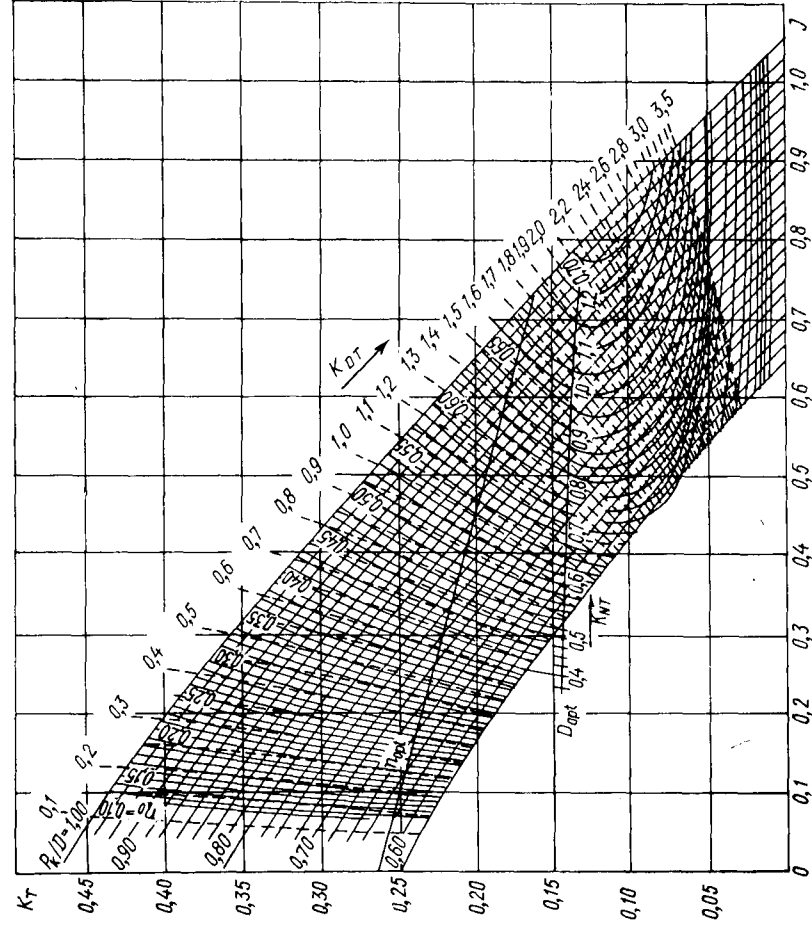


Рис. X.10. Сводная диа-
грамма K_T - J - η_0 ВРШ
серии AU-CP4-55.

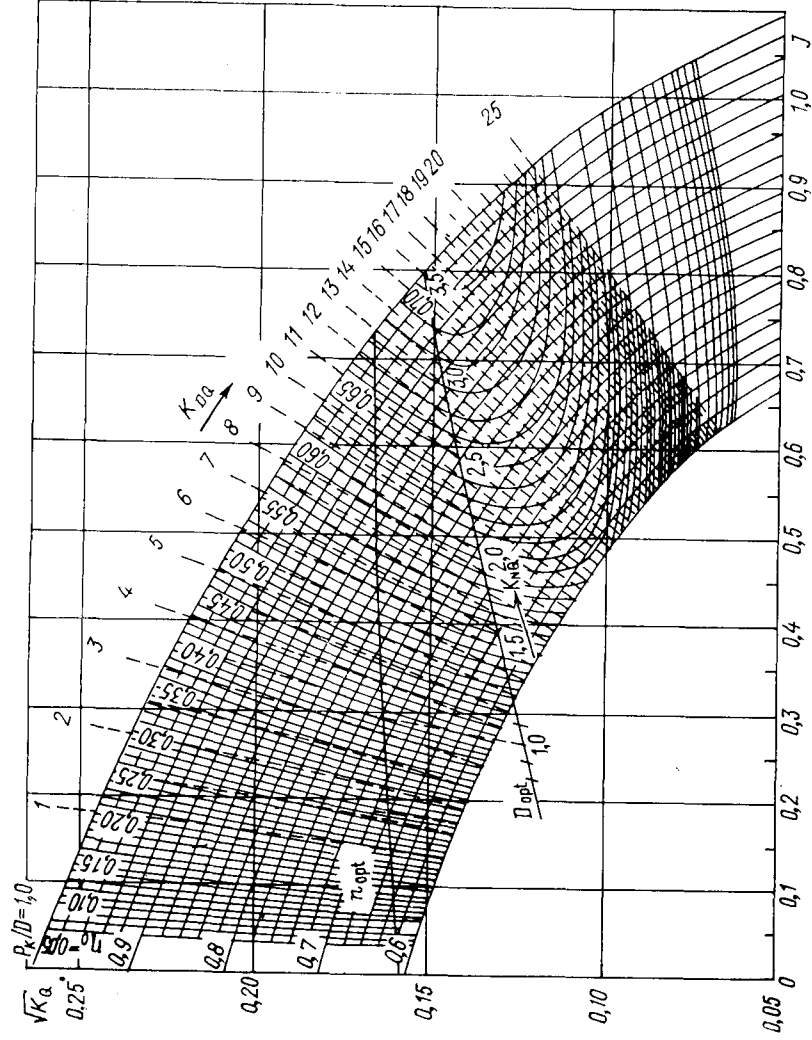


Рис. X.11. Сводная диаграмма K_D - J - π VRШ серии AU-CP4-55.

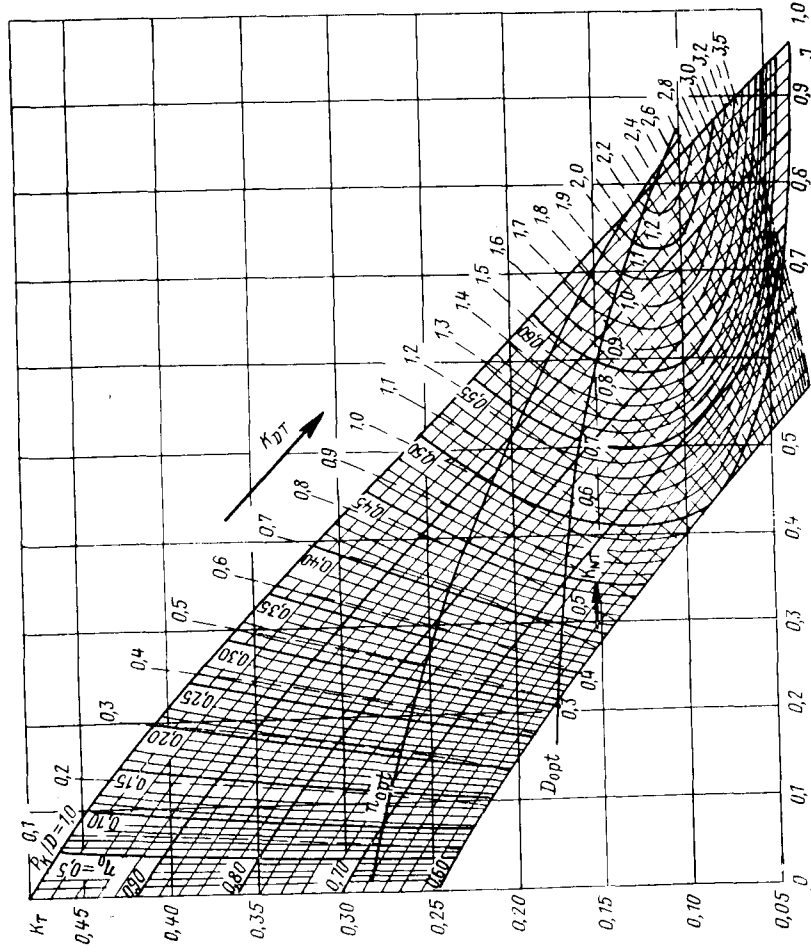


Рис. X.12. Сводная диаграмма K_T - J - π VRШ серии AU-CP4-70.

Рис. X.13. Сводная диаграмма K_Q — J — η_0 ВРШ серии АУ-СР4-70.

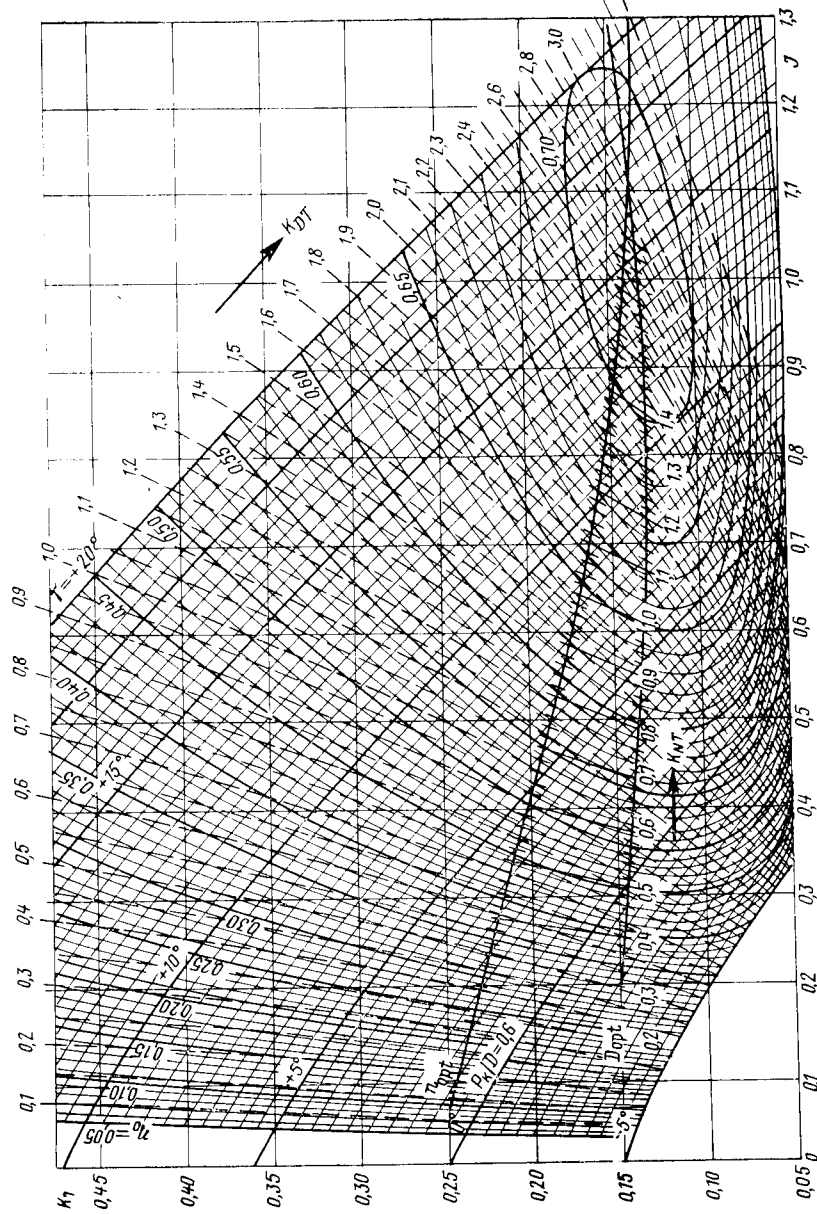
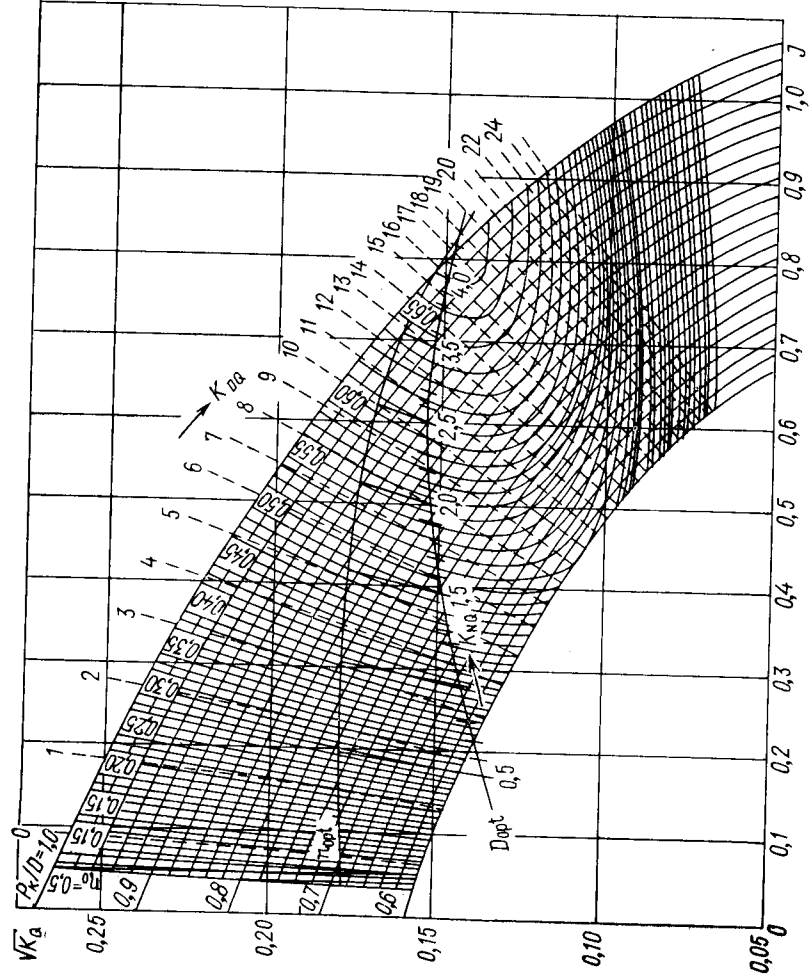


Рис. X.14. Диаграмма K_T — J — η_0 ВРШ серии АУ-СР4-55 с конструктивным шагом $P_{к1}/D = 0,6$.

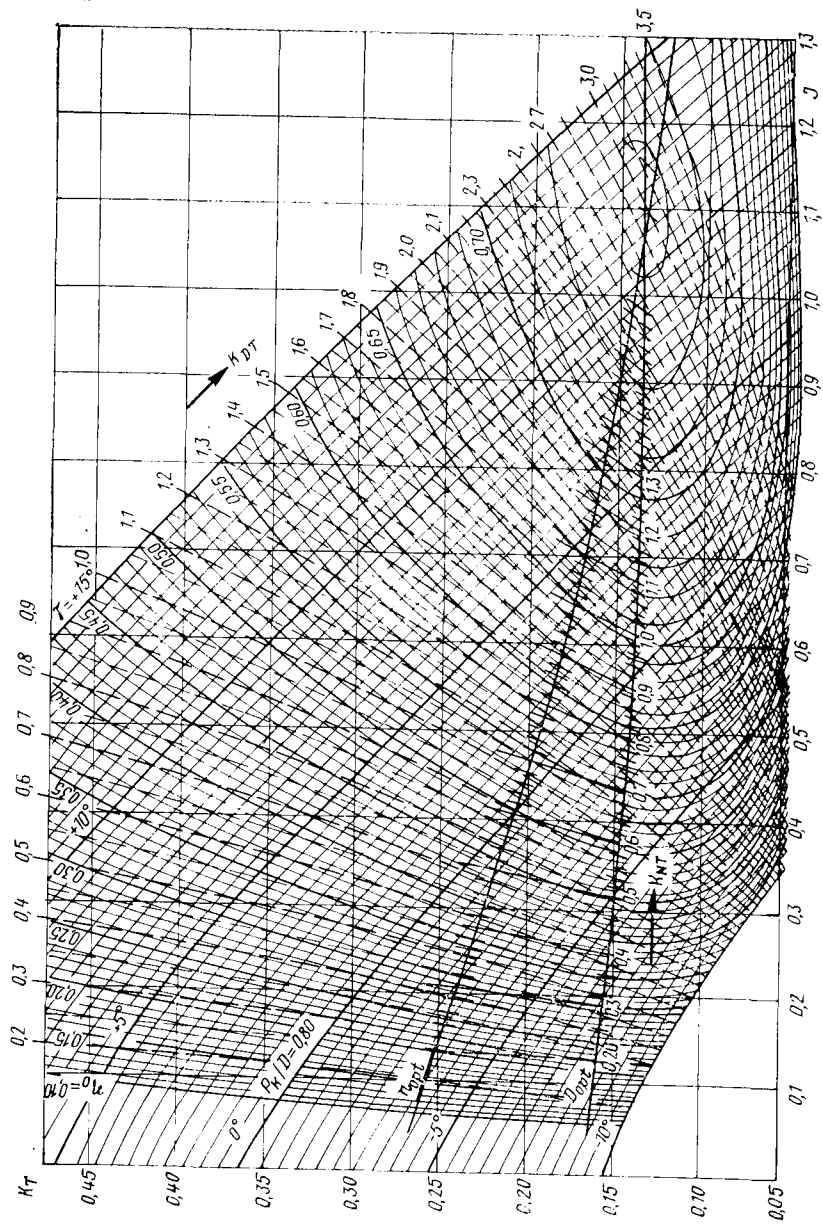


Рис. X.15. Диаграмма K_T — J — α ВРШ серии AU-CP4-55 с $P_k/D = 0,8$.

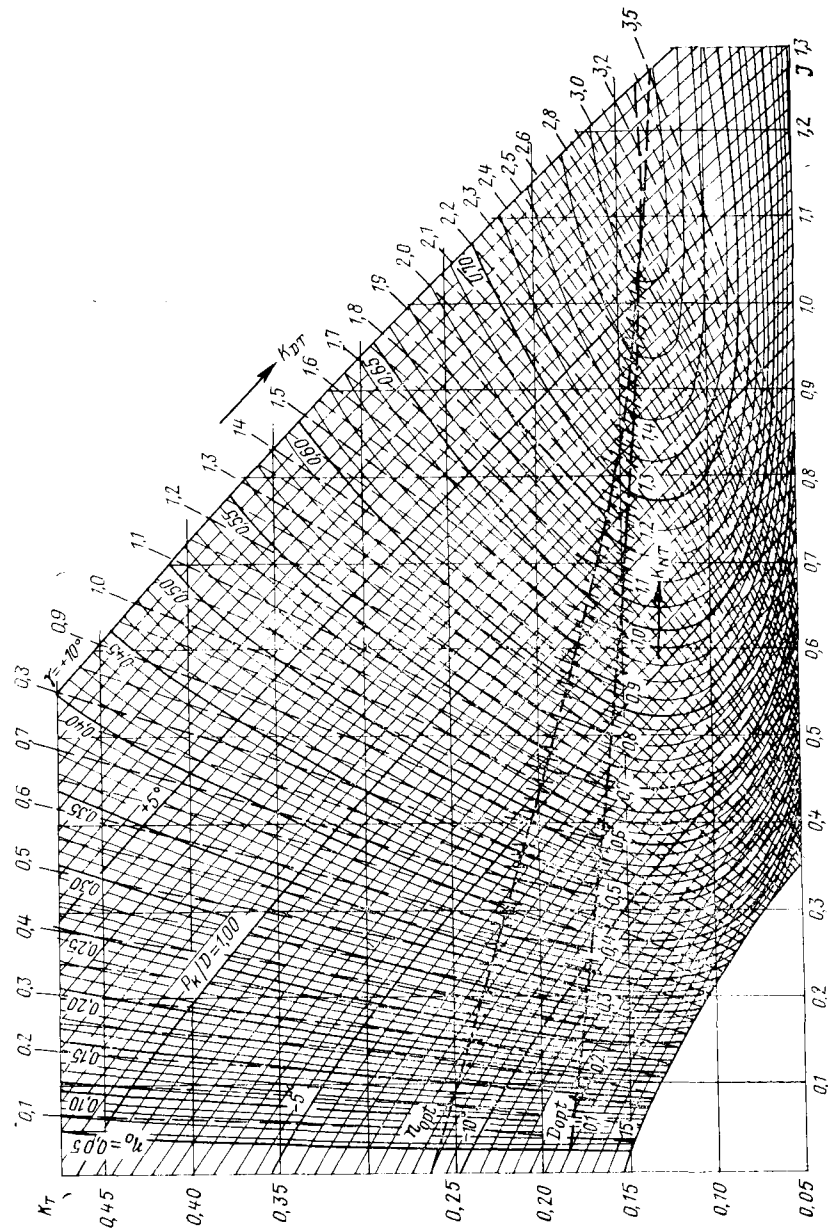


Рис. X.16. Диаграмма K_T — J — α ВРШ серии AU-CP4-55 с $P_k/D = 1,0$.

с $P_R/D = 0,6; 0,8; 1,0$ для различных углов поворота лопастей относительно положения, соответствующего конструктивному шаговому отношению. Геометрические характеристики контура лопасти, распределение шага и максимальной толщины лопасти по радиусу, а также ординаты профиля цилиндрических сечений лопасти ВРШ серии АУ-СР приведены в табл. X.2 и X.3. Относительный диаметр ступицы ВРШ серии АУ-СР составляет $0,3D$.

Рассмотрим два наиболее употребительных типа задания на проектирование ВРШ с использованием диаграмм серийных модельных испытаний. В обоих случаях в качестве исходных данных по корпусу судна должны быть заданы: зависимость буксировочного сопротивления R корпуса со всеми выступающими частями и тяги L на гаке (если $L \neq 0$) от скорости судна v_s ;

данные по гидродинамическому взаимодействию гребных винтов с корпусом: коэффициент попутного потока W_T и коэффициент засасывания t (в общем случае

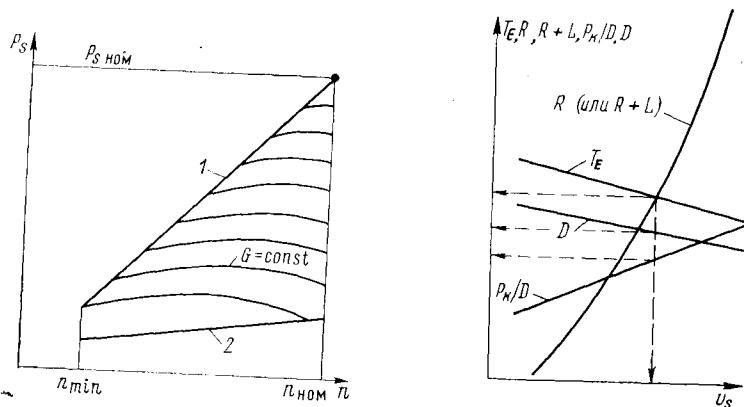


Рис. X.17. Универсальная характеристика двигателя.

1 — верхняя ограничительная характеристика; 2 — нижняя ограничительная характеристика.

Рис. X.18. График для определения достижимой скорости хода и геометрических параметров ВРШ.

зависимости указанных коэффициентов от коэффициента нагрузки двигателя по тяге), включая коэффициент i_Q влияния неравномерности попутного потока на крутящий момент гребного винта;

максимально допустимый из условий размещения диаметр гребного винта D_{\max} ; число гребных винтов Z_P .

Более распространенным в практике проектирования является тип задания, предусматривающий определение элементов гребного винта применительно к данной силовой установке, т. е. дополнительно должны быть известны:

универсальная характеристика главного двигателя (рис. X.17), в том числе номинальная мощность $P_{S\text{ном}}$ и соответствующая ей частота вращения гребного вала $n_{\text{ном}}$;

относительные потери мощности в валопроводе (КПД валопровода) η_v .

Расчет элементов ВРШ и скорости полного хода судна при данном типе задания производят в форме табл. X.4, задаваясь 3—4 значениями скорости в районе ожидаемой скорости полного хода. Результаты расчета представляют в виде графика (рис. X.18), где строят зависимости располагаемой тяги двигателей T_E , конструктивного шагового отношения R (в том числе с учетом тяги L на гаке, если проектирование ВРШ производится на режим хода с возом). Достижимую скорость полного хода определяют по точке пересечения кривой располагаемой тяги с кривой

Т а б л и ц а X.2. Геометрические характеристики контура лопасти, распределение шага и максимальной толщины лопасти по радиусу ВРШ серии АУ-СР

Характеристика	r									
	0,30	0,40	0,50	0,60	0,66	0,70	0,80	0,90	0,95	1,00
Отношение ширины лопасти к максимальной ширине лопасти при A_E/A_0 , равном	0,40	0,824	0,945	0,998	1,000	0,996	0,905	0,736	0,554	0
	0,55	0,792	0,945	0,514	0,503	0,483	0,592	0,578	0,567	0,556
	0,70	0,703	0,926	0,514	0,503	0,483	0,792	0,778	0,767	0,756
Коэффициент компенсации k при A_E/A_0 , равном	0,40	0,446	0,508	0,598	0,600	0,600	0,600	0,578	0,567	0,556
	0,55	0,429	0,508	0,798	0,800	0,800	0,800	0,778	0,767	0,756
	0,70	0,357	0,468	0,998	1,000	1,000	1,000	0,978	0,967	0,956
Распределение шагового отношения при $A_E/A_0 = 0,70$ и P_R/D , равном	0,6	0,516	0,571	0,598	0,600	0,600	0,592	0,578	0,567	0,556
	0,8	0,716	0,771	0,798	0,800	0,800	0,792	0,778	0,767	0,756
	1,0	0,916	0,971	0,998	1,000	1,000	0,992	0,978	0,967	0,956
Отношение максимальной толщины профиля к диаметру винта при $A_E/A_0 = 0,40$; 0,55; 0,70	0,035 9	0,031 2	0,026 5	0,021 8	0,019 0	0,017 1	0,012 4	0,007 7	0,005 4	0,003 0
	0,320	0,320	0,325	0,348	0,372	0,402	0,452	0,489	0,500	—
	0,320	0,320	0,325	0,348	0,372	0,402	0,452	0,489	0,500	—

Примечания. 1. Максимальная ширина лопасти b на $r = 0,66$ равна: 0,265D при $A_E/A_0 = 0,4$; 0,364D при $A_E/A_0 = 0,55$; 0,477D при $A_E/A_0 = 0,7$.

2. Для винтов с $A_E/A_0 = 0,4$ и 0,55 распределение конструктивного шага по радиусу постоянно $\left[\frac{P_R}{D} (r) = \text{const}\right]$.

3. Условная максимальная толщина лопасти при $r = 0$ $e_0 = 0,05D$.

Таблица Х.3. Ординаты засасывающей (y_1) и нагнетающей (y_2) поверхностей профиля сечений лопасти ВРШ (% их наибольшей толщины e на данном радиусе) в зависимости от относительной абсциссы x , отсчитываемой от входящей кромки, и относительный диаметр закругления носка d_H/D

x	y_1	y_2	x	y_1	y_2	x	y_1	y_2	x	y_1	y_2
$r = 0.3; d_H/D = 0.215$											
0	35.00	24.25	0	35.00	24.25	0	35.00	24.25	0	34.00	23.60
2	51.83	19.05	2	51.83	19.05	2	51.83	19.05	2	49.60	18.10
4	59.73	15.00	4	59.73	15.00	4	59.73	15.00	4	58.00	14.25
6	66.15	10.00	6	66.15	10.00	6	66.15	10.00	6	64.75	11.25
10	76.03	5.40	10	76.03	5.40	10	76.03	5.40	10	75.30	5.00
15	85.23	3.35	15	85.23	3.35	15	85.23	3.35	15	84.80	2.00
20	92.20	2.35	20	92.20	2.35	20	92.20	2.35	20	92.20	2.35
30	98.80	0	30	98.80	0	30	98.80	0	30	98.80	0
32	100.00	0	32	100.00	0	32	100.00	0	32	100.00	0
40	97.75	0	40	97.75	0	40	97.75	0	40	97.75	0
50	89.75	0	50	89.75	0	50	89.75	0	50	89.75	0
60	78.15	0	60	78.15	0	60	78.15	0	60	78.15	0
70	63.15	0	70	63.15	0	70	63.15	0	70	63.15	0
80	45.25	0	80	45.25	0	80	45.25	0	80	45.25	0
90	25.35	0	90	25.35	0	90	25.35	0	90	25.35	0
95	15.00	0	95	15.00	0	95	15.00	0	95	15.00	0
100	4.50	0	100	4.50	0	100	4.50	0	100	4.50	0
$r = 0.7; d_H/D = 0.115$											
0	30.00	20.50	0	30.00	20.50	0	30.00	20.50	0	30.00	20.50
2.51	42.90	15.45	2.51	42.90	15.45	2.51	42.90	15.45	2.51	42.90	15.45
7.03	52.20	11.95	7.03	52.20	11.95	7.03	52.20	11.95	7.03	52.20	11.95
12.36	59.90	8.51	12.36	59.90	8.51	12.36	59.90	8.51	12.36	59.90	8.51
18.84	71.65	7.70	18.84	71.65	7.70	18.84	71.65	7.70	18.84	71.65	7.70
25.12	82.35	4.10	25.12	82.35	4.10	25.12	82.35	4.10	25.12	82.35	4.10
37.69	90.60	0	37.69	90.60	0	37.69	90.60	0	37.69	90.60	0
40.20	100.00	0	40.20	100.00	0	40.20	100.00	0	40.20	100.00	0
47.23	97.75	0	47.23	97.75	0	47.23	97.75	0	47.23	97.75	0
56.03	89.95	0	56.03	89.95	0	56.03	89.95	0	56.03	89.95	0
63.82	78.15	0	63.82	78.15	0	63.82	78.15	0	63.82	78.15	0
73.60	63.15	0	73.60	63.15	0	73.60	63.15	0	73.60	63.15	0
82.41	45.25	0	82.41	45.25	0	82.41	45.25	0	82.41	45.25	0
91.21	25.30	0	91.21	25.30	0	91.21	25.30	0	91.21	25.30	0
95.60	15.00	0	95.60	15.00	0	95.60	15.00	0	95.60	15.00	0
100.00	4.5	0	100.00	4.5	0	100.00	4.5	0	100.00	4.5	0
$r = 0.9; d_H/D = 0.082$											
0	8.30	4.0	0	8.30	4.0	0	8.30	4.0	0	8.00	3.80
3.06	21.10	2.70	3.06	21.10	2.70	3.06	21.10	2.70	3.06	21.10	2.70
6.11	31.50	2.05	6.11	31.50	2.05	6.11	31.50	2.05	6.11	31.50	2.05
9.17	40.90	1.70	9.17	40.90	1.70	9.17	40.90	1.70	9.17	40.90	1.70
15.25	57.45	0.70	15.25	57.45	0.70	15.25	57.45	0.70	15.25	57.45	0.70
22.92	74.70	0.30	22.92	74.70	0.30	22.92	74.70	0.30	22.92	74.70	0.30
30.56	87.45	0	30.56	87.45	0	30.56	87.45	0	30.56	87.45	0
45.85	98.70	0	45.85	98.70	0	45.85	98.70	0	45.85	98.70	0
58.91	100.00	0	58.91	100.00	0	58.91	100.00	0	58.91	100.00	0
69.42	96.55	0	69.42	96.55	0	69.42	96.55	0	69.42	96.55	0
83.00	83.00	0	83.00	83.00	0	83.00	83.00	0	83.00	83.00	0
92.46	69.91	0	92.46	69.91	0	92.46	69.91	0	92.46	69.91	0
99.39	51.83	0	99.39	51.83	0	99.39	51.83	0	99.39	51.83	0
96.24	30.00	0	96.24	30.00	0	96.24	30.00	0	96.24	30.00	0
100.00	6.85	0	100.00	6.85	0	100.00	6.85	0	100.00	6.85	0

Таблица Х.4. Определение элементов ВРШ и скорости полного хода судна при заданной мощности энергетической установки и частоте вращения гребного вала

Исходные данные: $P_{Sном}$, кВт; $n_{ном}$, об/с; W_T ; t ; i_Q ; η_B ; Z_P .

Величина	v_{s1}	v_{s2}	v_{s3}	Примечание
$v_A = 0,515 (1 - W_T) v_s, м/с$				По кривой D_{opt} То же То же
$K_{NQ} = \frac{v_A}{\sqrt{n}} \sqrt{\frac{\rho v_A}{\eta_B P_S}}$				
$P_H/D = f(K_{NQ})$				
$J = f(K_{NQ})$				
$\eta_0 = f(K_{NQ})$				
$D = v_A / (Jn), м$				
$T_E = \frac{Z_P (1 - t) \eta_B P_S \eta_0}{i_Q v_A}, кН$				

буксировочного сопротивления. По этой скорости находят диаметр и конструктивное шагное отношение ВРШ, тягу двигателей. После проведения расчета следует убедиться, что полученный диаметр ВРШ не превосходит максимально допустимого.

Более правильным с точки зрения достижения наилучших пропульсивных качеств проектируемого ВРШ является тип задания, в котором у проектианта есть возможность при заданном максимально допустимом диаметре винта обеспечить оптимальную частоту вращения вала. Расчет элементов ВРШ, частоты вращения и скорости полного хода в этом случае производят в форме табл. Х.5, задаваясь 3—4 значениями скорости в районе ожидаемой скорости полного хода. Результаты расчета представляют в виде, аналогичном показанному на рис. Х.18, только вместо зависимости $D = f(v_s)$ на график наносят зависимость $n = f(v_s)$, и номинальную частоту вращения вала определяют при скорости полного хода судна.

Строго говоря, если зависимость коэффициентов взаимодействия от нагрузки двигателя является существенной, следует проверить, насколько приняты в расчет

Таблица Х.5. Определение элементов ВРШ, частоты вращения вала и скорости полного хода судна при заданной мощности энергетической установки и максимально допустимом диаметре винта

Исходные данные: $P_{Sном}$, кВт; D_{max} , м; W_T ; t ; i_Q ; η_B ; Z_P .

Величина	v_{s1}	v_{s2}	v_{s3}	Примечание
$v_A = 0,515 (1 - W_T) v_s, м/с$				По кривой n_{opt} То же То же
$K_{DQ} = \frac{v_A D}{\sqrt{n}} \sqrt{\frac{\rho v_A}{\eta_B P_S}}$				
$P_H/D = f(K_{DQ})$				
$J = f(K_{DQ})$				
$\eta_0 = f(K_{DQ})$				
$n = v_A / (JD), об/с$				
$T_E = \frac{Z_P (1 - t) \eta_B P_S \eta_0}{i_Q v_A}, кН$				

значения W_7 и l оказываются от значений, соответствующих фактической нагрузке движителя. При существенном отличии уточненных значений коэффициентов W_7 и l от принятых ранее расчет следует повторить, основываясь уже на уточненных значениях этих коэффициентов.

С целью улучшения реверсивных характеристик судна определенное в результате расчета конструктивное шаговое отношение ВРШ целесообразно уменьшить на 7—10 % и принять его равным одному из значений, имеющихся среди конструктивных шаговых отношений для винтов располагаемой серии.

Поверочный расчет ВРШ на кавитацию. Проверка отсутствия у проектируемого ВРШ на расчетном режиме второй стадии кавитации может быть произведена с использованием графика, приведенного на рис. X.19. График построен на основании модельных испытаний ВРШ, геометрические элементы которых сравнительно близки к элементам ВРШ серии АУ-СР. Минимальное значение дискового отношения, обеспечивающее отсутствие ухудшения гидродинамических характеристик винта вследствие кавитации на расчетном режиме, находят по формуле

$$(A_E/A_0)_{\min} = \frac{K \left[\sigma_0 J^2 \frac{A_E}{A_0} \right]}{\sigma_0 J^2}, \quad (X.10)$$

где K — коэффициент, принимаемый равным 1,2 для двухвальных судов и 1,3—1,5 для одновальных судов (в зависимости от степени неравномерности попутного потока в месте расположения винта); σ_0 и J — число кавитации и относительная поступь винта на расчетном режиме соответственно. Величину $\left[\sigma_0 J^2 \frac{A_E}{A_0} \right]$ определяют по графику

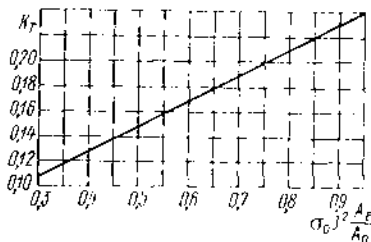


Рис. X.19. График для определения величины $[\sigma_0 J^2 A_E/A_0]$.

рис. X.19 при значении коэффициента K_T , равном коэффициенту упора винта на расчетном режиме. Дисковое отношение у проектируемого ВРШ должно быть не меньше определенного по указанной формуле. В противном случае необходимо либо использовать серию ВРШ с большим дисковым отношением, либо уменьшить нагрузку на ВРШ за счет увеличения его диаметра при одновременном снижении частоты вращения.

Поверочный расчет статической и циклической прочности лопастей. Оценку статической и циклической прочности лопастей ВРШ выполняют по методике, применяемой для обычных гребных винтов (см. § 38). Для ВРШ в качестве расчетного принимают цилиндрическое сечение лопасти на радиусе $\bar{r} = 0,35$. Перед выполнением поверочного расчета прочности необходимо найти наибольшую нагрузку на лопасть в диапазоне возможных режимов эксплуатации ВРШ и шаговый угол расчетного сечения. С этой целью предварительно рассчитывают тяговую характеристику судна при использовании полной мощности главного двигателя (см. ниже). Принимая во внимание число гребных винтов, число лопастей и коэффициент засасывания, находят упор одной лопасти и шаговый угол расчетного сечения. Минимальное значение условного коэффициента запаса прочности рекомендуется принимать, руководствуясь данными, полученными Л. И. Вишневским на основании статистического анализа общей прочности лопастей целого ряда находящихся в эксплуатации ВРШ (табл. X.6). Содержащийся в табл. X.6 коэффициент N следует принимать равным 0,95—1,00 для винтов, изготовленных из бронзы, и равным 1,75 для винтов из стали 1Х14Н1ДЭ.

Окончательная толщина расчетного сечения лопасти ВРШ должна удовлетворять Правилам Регистра СССР или Речного Регистра РСФСР.

Особенности расчета ходовых и тяговых характеристик судов, оборудованных ВРШ. Расчет тяговой характеристики судов, оборудованных ВРШ, выполняют исходя из условия, что по всем диапазонам скоростей судна двигатель работает на номинальном режиме, т. е. при $n_{\text{ср}} = n_{\text{ном}}$ и $n = n_{\text{ном}}$. Рекомендуемая схема расчета представлена в табл. X.7. Расчет производят с использованием диаграммы ВРШ, соответствующей выбранному конструктивному (или по возможности близ-

Т а б л и ц а X.6. Условные коэффициенты запаса прочности

Диаметр винта, м	Материал	n_s		$n_{\text{ср}}$	
		Одно-винтовые суда	Двух-винтовые суда	Одно-винтовые суда	Двух-винтовые суда
<2,5	Бронза, латунь	2,9N	2,8N	2,8	2,6
	Сталь нержавеющей	3,0N	2,9N	3,0	2,8
2,5 - 4	Бронза, латунь	3,1N	3,0N	3,2	3,0
	Сталь нержавеющей	3,2N	3,1N	3,4	3,2
>4	Бронза, латунь	3,3N	3,2N	3,6	3,4
	Сталь нержавеющей	3,4N	3,3N	3,8	3,6

кому к нему) шаговому отношению, на которой нанесены также гидродинамические характеристики ВРШ для различных установочных шаговых отношений (см., например, рис. X.14—X.16).

Результаты расчета представляют в виде зависимости максимальной тяги T_E^{\max} судна и шагового отношения ВРШ от скорости судна (рис. X.20). Полученный

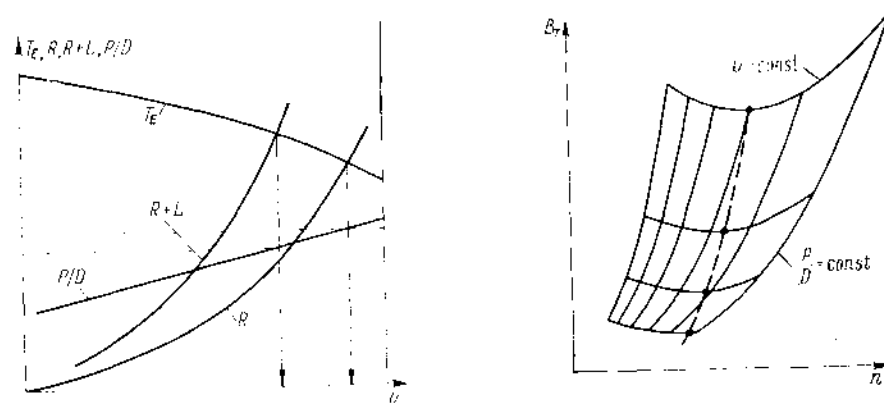


Рис. X.20. Тяговая характеристика ВРШ.

Рис. X.21. Определение экономичных режимов работы ВРШ.

график позволяет определить значения скорости судна и потребного шага ВРШ при различных значениях сопротивления движению (для режимов буксировки; при изменении сопротивления, обусловленных различной нагрузкой судна, обрастанием корпуса, влиянием ветра, волнения моря или иными причинами). Для решения

Таблица X.7. Расчет тяговой характеристики ВРШ

Исходные данные: P_S , кВт; n , об/с; D , м; W_T ; t ; i_Q ; η_B ; Z_P .

Величина	P_1/D	P_2/D	P_3/D	Примечание
$K_Q = \frac{10^3 P_S \eta_B}{2 \pi n^3 D^5 i_Q}$ $J = f(K_Q, P/D)$ $\eta_0 = f(K_Q, P/D)$ $v_A = J n D, \text{ м/с}$ $T_E = \frac{Z_P (1-t) P_S \eta_B \eta_0}{i_Q v_A}, \text{ кН}$				По диаграмме ВРШ

Таблица X.8. Определение потребляемой мощности и расхода топлива для различных режимов работы ВРШ

Исходные данные: v_s , уз; R , Н; L , Н; D , м; W_T ; t ; i_Q ; η_B ; Z_P .

Величина	P_1/D	P_2/D	P_3/D	Примечание
$v_A = 0,515 (1 - W_T) v_s, \text{ м/с}$ $T = \frac{R + L}{Z_P (1-t)}, \text{ кН}$ $K_{DT} = v_A D \sqrt{\rho T}$ $J = f(K_{DT}, P/D)$ $\eta_0 = f(K_{DT}, P/D)$ $n = v_A / (J D), \text{ об/с}$ $P_S = T v_A i_Q / \eta_B \eta_0, \text{ кВт}$ $B_T = f(n, P_S), \text{ кг/с}$				По диаграмме $K_T - J \rightarrow \eta_0$ По характеристике двигателя

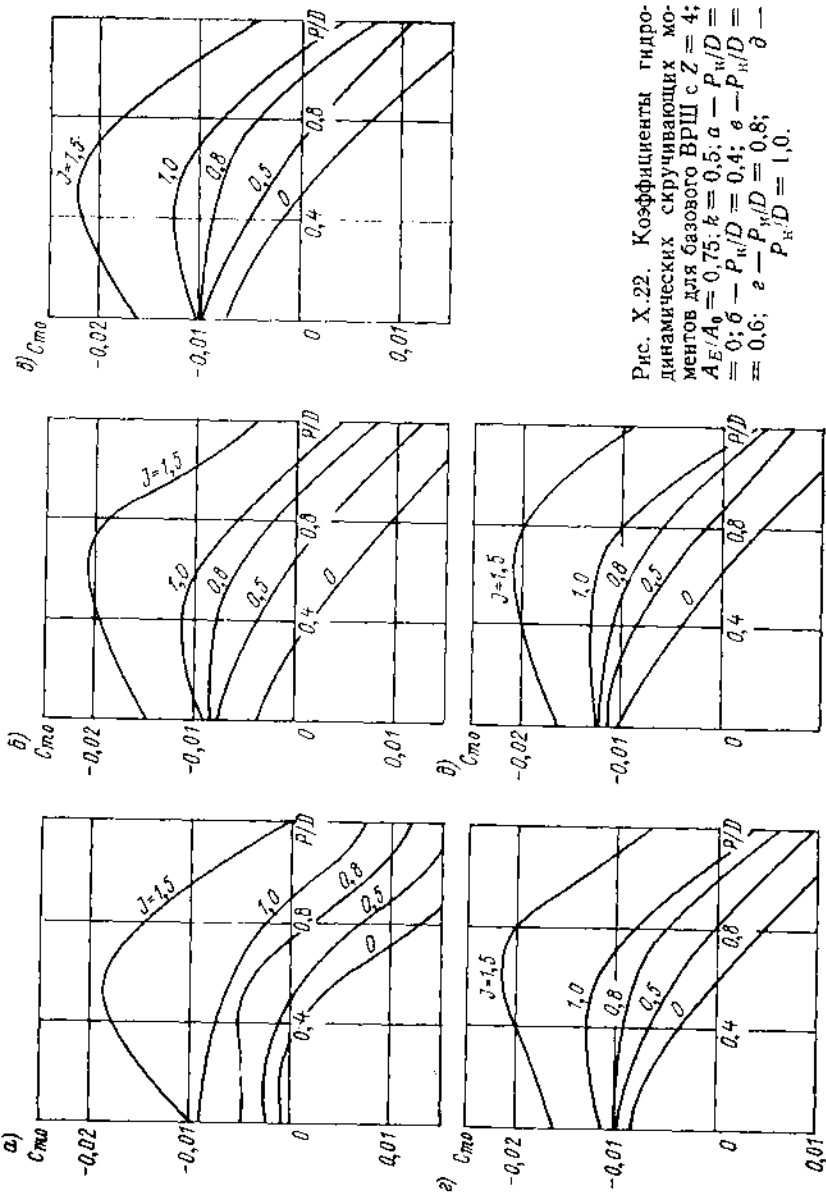


Рис. X.22. Коэффициенты гидродинамических скручивающих моментов для базового ВРШ с $Z = 4$; $A_E/A_0 = 0,75$; $k = 0,5$; $a - P_{W/D} = 0$; $b - P_{W/D} = 0,4$; $e - P_{W/D} = 0,6$; $e - P_{W/D} = 0,8$; $e - P_{W/D} = 1,0$.

этих задач достаточно нанести на график кривую соответствующего сопротивления судна с учетом сопротивления воздуха.

Расчет наиболее экономичных режимов хода. Цель расчета — определение соотношений частоты вращения и шагового отношения ВРШ, обеспечивающих при заданной скорости судна наивысший КПД движителя или минимальный расход топлива. Для установления этих соотношений задают ряд значений скорости судна и для каждой скорости производят расчет, в ходе которого для нескольких заданных значений шаговых отношений ВРШ вычисляют потребляемую мощность двигателя. Рекомендуемая схема расчета представлена в табл. X.8. Эта схема может быть использована как для расчета свободного хода судна, так и для хода судна с возм. По универсальной характеристике двигателя для каждой пары значений частоты вращения ВРШ и потребляемой мощности в пределах рабочей зоны двигателя может быть определен также расход топлива V_T (последняя строка табл. X.8). Результаты расчета представляют в форме, показанной

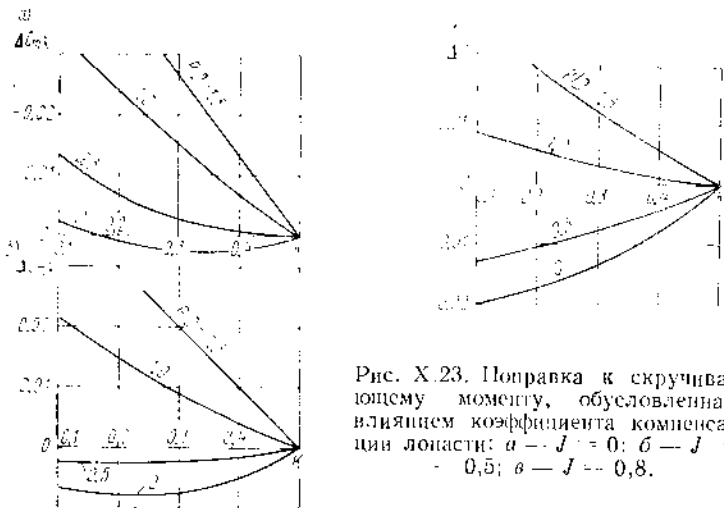


Рис. X.23. Поправка к скручивающему моменту, обусловленная влиянием коэффициента компенсации лопасти: $a = -J = 0$; $b = J = 0,5$; $c = J = 0,8$.

на рис. X.21. Пунктиром на этом рисунке показана линия, соответствующая наиболее экономичному по расходу топлива режиму работы ВРШ и определяющая необходимые для обеспечения этого режима значения его частоты вращения и шагового отношения.

Полученные указанным способом данные по выбору наиболее экономичных режимов работы ВРШ используют при проектировании систем совместного управления двигателем и движителем судна.

Оценка гидродинамических скручивающих моментов относительно оси поворота лопасти ВРШ. Расчет гидродинамических скручивающих моментов ВРШ может быть произведен с использованием теоретического метода, разработанного А. А. Русецким [72]. Применение этого метода целесообразно для проведения различных сравнительных расчетов, например для выбора рациональных значений коэффициентов компенсации.

Приближенная оценка скручивающих моментов может быть выполнена также с помощью предложенной Л. И. Вишневым методики, основанной на анализе систематических экспериментальных данных. Согласно этой методике коэффициент гидродинамического скручивающего момента, действующего на лопасть ВРШ, вычисляют по формуле

$$C_m = 28,4 C_m' \left(\frac{A_E A_0}{Z} \right)^2, \quad (X.11)$$

где C_m' — коэффициент, определяющий значения скручивающих моментов для базового ВРШ с числом лопастей $Z = 4$, дисковым отношением $A_E/A_0 = 0,75$ и коэффициентом компенсации лопасти $k = 0,5$

$$C_m' = C_{m0} + AC_{mk}. \quad (X.12)$$

Коэффициенты C_{m0} и AC_{mk} определяют по графикам, приведенным на рис. X.22 и X.23 для заданных значений относительной поступи J ($J \geq 0$), конструктивного и установочного шаговых отношений ВРШ (P_E/D и P/D) на радиусе $\bar{r} = 0,65$ и коэффициента компенсации лопасти.

КРЫЛЬЧАТЫЕ ДВИЖИТЕЛИ

§ 44. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ И КОНСТРУКЦИЯ КРЫЛЬЧАТОГО ДВИЖИТЕЛЯ

Крыльчатый движитель (КД) состоит из вращающегося вокруг вертикальной оси ротора, устанавливаемого заподлицо с днищем судна. По окружности ротора на равном расстоянии друг от друга располагаются лопасти, перпендикулярные к нижней поверхности движителя. Лопасти, представляющие собой профилированные крылья с удлинением порядка 4—5, вращаются вместе с ротором и одновременно совершают колебания вокруг собственных осей. При этом лопасти в каждой точке окружности имеют положение, обеспечивающее создание необходимой гидродинамической силы.

При работе движителя каждая лопасть совершает относительно воды два движения: вращательное вместе с ротором и поступательное совместно с судном, в результате чего лопасть обтекается циклоидальным потоком. При работе движителя с нулевым упором все лопасти должны устанавливаться под углами атаки, равными нулю, т. е. по касательным к направлению набегающего циклоидального потока. Поскольку все внутренние нормали к циклоиде пересекаются в одной точке, движение лопасти должно быть таким, чтобы хорды лопасти в любой точке траектории были перпендикулярны к прямой, соединяющей рассматриваемую точку с узловой точкой N циклоиды, лежащей на диаметре, перпендикулярном поступательному движению (рис. XI.1). Для создания движителем упора каждая лопасть должна отклониться на угол атаки от положения, соответствующего нулевой нагрузке. При этом колебания лопасти в каждом ее положении на окружности должны быть такими, чтобы возникающая сила имела составляющую, направленную в сторону движения судна.

На рис. XI.1 показаны треугольники скоростей и схема сил, действующих на лопасти крыльчатого движителя. Изменение значений и направлений этих сил достигается перемещением точки N , называемой центром управления. На рис. XI.2 даны некоторые характерные для движения судов с КД положения центра управления N . Как видно из рисунка, КД выполняет функции не только движителя, но и органа управления, что позволяет отказаться от обычного рулевого устройства.

В настоящее время имеется несколько кинематических схем крыльчатых движителей. Наиболее известна классическая кинематика, обеспечивающая точное соблюдение условия перпендикулярности хорды к прямой, проходящей через центр управления. Наряду с классической кинематикой известны и другие законы перекладки лопастей, в частности в отечественном судостроении применяют так называемую шарнирную кинематику, обеспечивающую более высокую эффективность КД, а также кинематику типа M .

Режим работы движителя определяется положением центра управления. Основной геометрической характеристикой КД является максимальный относительный эксцентриситет, равный отношению наибольшего возможного расстояния центра управления от оси движителя к его радиусу: $\bar{z}_0 = ON/R$. При максимальном эксцентриситете движитель создает наибольший упор, причем этим значениям упора соответствуют и более высокие значения КПД движителя. Эксцентриситет движителя

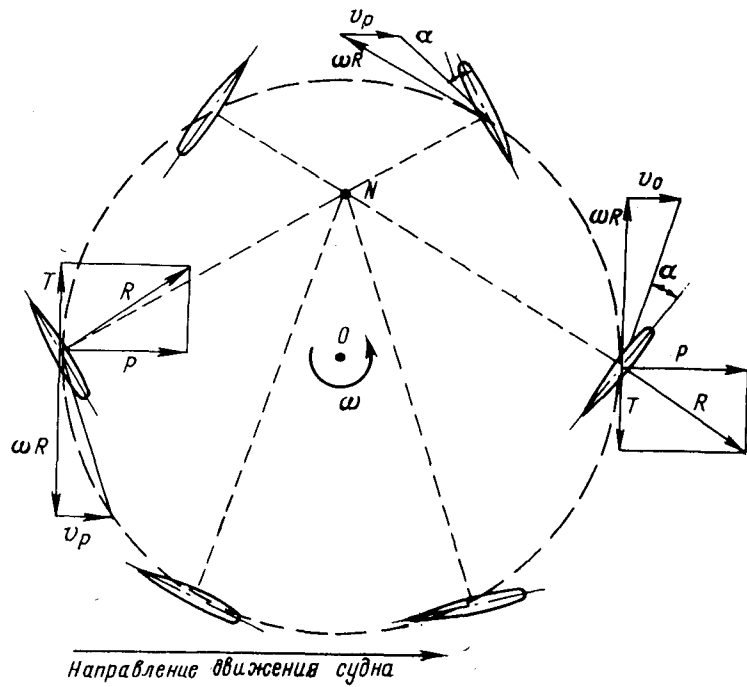


Рис. XI.1. Схема действия КД.

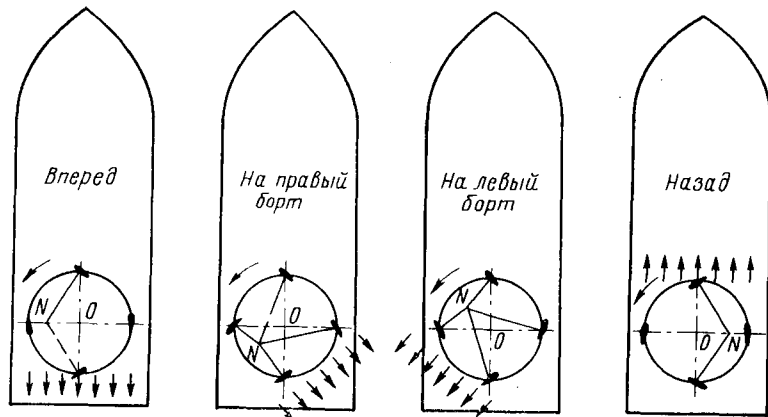


Рис. XI.2. Работа КД при различных положениях центра управления.

Таблица XI.1. Габаритные и присоединительные размеры нормализованных крыльчатых движителей

Тип	Типоразмер, (индекс) движителя	Диаметр			Длина лопасти L , мм	Высота, мм			Длина l , мм	Большой диаметр конуса вала d , мм		Номинальный зазор между лопастью и днищем S , мм	Число лопастей	Масса, кг				
		по оси лопастей D_1 , мм	днища ротора D_1 , мм	фундаментной плиты D_2 , мм		H	H_1	H_2 , не более		при 3-5 лопастях	при 5-7 лопастях							
А	ДКК-800	800	1040	1140	520	125	210	575	560	70	70	3	5	900				
	ДКК-1000	1000	1280	1390	650	150	260	700	700	90	90							
	ДКК-1200	1200	1500	1610	780	180	300	820	820	90	90	5	6	2400				
	ДКК-1400	1400	1750	1870	910	220	350	950	960	100	100							
	ДКК-1600	1600	2000	2120	1040	250	400	1060	1020	120	120							
	ДКК-1800	1800	2250	2390	1170	280	450	1170	1220	130	130							
	ДКК-2000	2000	2500	2660	1300	310	500	1310	1350	150	150							
	ДКК-2300	2300	2840	3030	1500	450	580	1490	2000	200	170							
Б	ДКК-2600	2600	3190	3410	1690	500	650	1670	2250	240	240	6	6	21000				
	ДКК-3000	3000	3670	3900	1950	550	750	1900	2600	280	280							
	ДКК-3500	3500	4280	4560	2280	620	870	2230	3000	320	320							
	ДКК-4000	4000	4860	5200	2600	700	1000	2500	3400	360	360							
																		16000
																		28000
														41000				
														58000				

определяет значение угла атаки лопасти и в этом смысле играет ту же роль, что шаг гребного винта. Благодаря возможности изменения эксцентриситета КД по своим свойствам аналогичен ВРШ, и его применение наиболее целесообразно на судах, нагрузка движителей которых изменяется в широких пределах (букиражах, траулерах и др.).

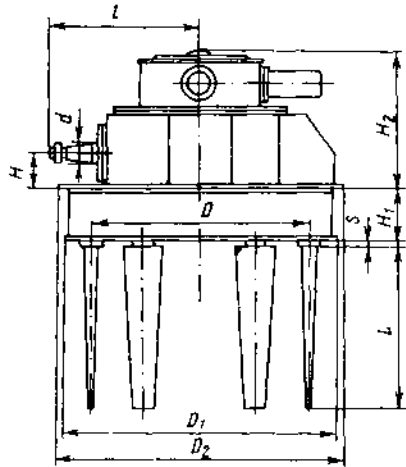


Рис. XI.3. Габаритные размеры нормализованных КД.

Крыльчатые движители по своей конструкции подразделяются на три группы: движители с горизонтальными приводными валами и приводом от автономного движителя; движители с вертикальными приводными валами; движители со встроенными двигателями. Наиболее распространены движители с горизонтальными приводными валами. КД с вертикальными валами, как правило, имеют малую мощность и применяются во вспомогательных установках.

Крыльчатые движители производит ряд зарубежных фирм. В нашей стране выпускают КД нормализованного ряда, габаритные и присоединительные размеры которых даны в табл. XI.1 и на рис. XI.3. Движители изготавливают с различным числом лопастей, которое колеблется от 3 до 8, наиболее распространены 5- и 6-лопастные КД.

Крыльчатые движители могут использоваться не только в качестве движителя, но и в качестве рабочего органа средства активного управления. В этом случае движитель располагается в поперечном канале в корпусе судна. Поскольку для движителя, размещенного в канале, тяга всегда совпадает с направлением оси канала, у этих движителей осуществляется регулирование лишь ее значения и направления.

§ 45. ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ КРЫЛЬЧАТЫХ ДВИЖИТЕЛЕЙ

Основными гидродинамическими характеристиками крыльчатого движителя являются его упор T и гидродинамический момент Q на оси ротора. К безразмерным характеристикам КД относятся гидродинамический коэффициент упора

$$K_T = T \left/ \left(\frac{\rho}{2} F_p u^2 \right) \right. \quad (XI.1)$$

и гидродинамический коэффициент момента

$$K_Q = Q \left/ \left(\frac{\rho}{2} F_p \frac{D}{2} u^2 \right) \right. \quad (XI.2)$$

Здесь $F_p = DL$ (L — длина лопасти); $u = \pi Dn$ — окружная скорость лопастей. Коэффициент полезного действия КД определяется формулой

$$\eta_0 = \frac{K_T}{K_Q} J, \quad (XI.3)$$

где $J = v_1/u$.

Для оценки эффективности движителей при режиме их работы, близком к швартовному, когда их КПД стремится к нулю, используют коэффициент ка

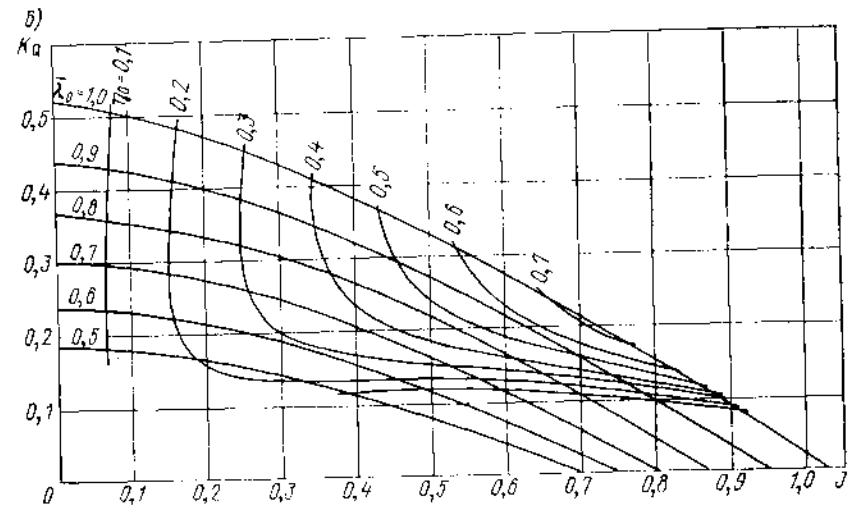
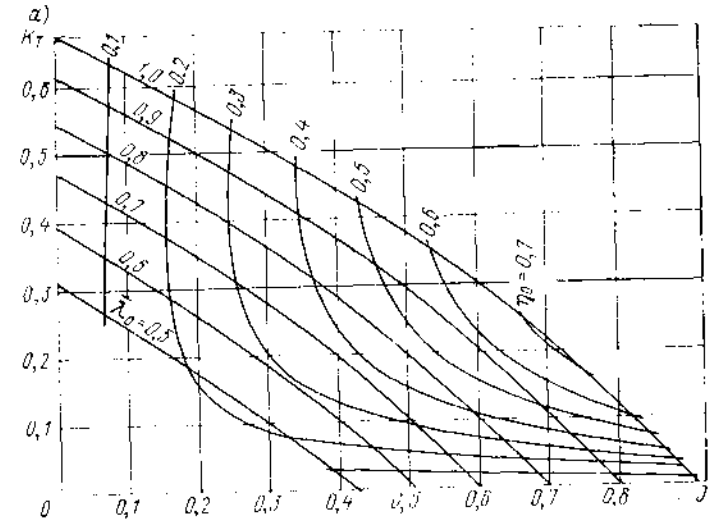


Рис. XI.4. Диаграммы кривых действия КД: а — $K_T = f(J)$; б — $K_Q = f(J)$.

$\lambda_0 = \lambda_0, 0,75$.

чества, представляющий собой отношение КПД реального движителя к его идеальному значению при том же коэффициенте нагрузки:

$$\xi = \frac{\eta_0}{\eta_i} = \frac{JK_T + K_T \sqrt{K_Q + J^2}}{2K_Q} \quad (XI.4)$$

На швартовном режиме $\xi = K_T / (2\sqrt{K_Q})$.

Безразмерные гидродинамические характеристики КД обычно представляют в виде диаграмм кривых действия, аналогичных диаграммам ВРШ. В качестве переменного параметра на этих диаграммах используют относительный эксцентриситет движителя. Диаграммы кривых действия для 6-лопастного движителя с шарнирной кинематикой приведены на рис. XI.4.

Для проектирования механизма КД и расчета прочности его элементов важное значение имеет гидродинамический момент M_r относительно оси поворота лопасти. Значение этого момента характеризуется безразмерным коэффициентом

$$C_{mr} = \frac{M_r}{\rho n^2 D^6} \quad (XI.5)$$

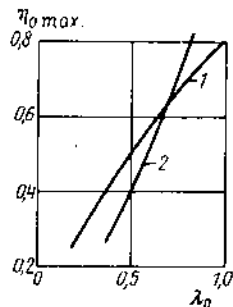


Рис. XI.5. Зависимость КПД движителя от максимального эксцентриситета.

1 — кинематика типа М; 2 — шарнирная кинематика.

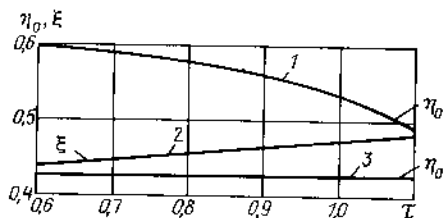


Рис. XI.6. Зависимость КПД и качества от дискового отношения.

1 — $C_{\tau A} = 0,6$; 2 — $C_{\tau A} = \infty$; 3 — $C_{\tau A} = 2,0$.

При выборе элементов движителя необходимо наряду с КПД учитывать и крутящие моменты, действующие на его лопасти.

Гидродинамические характеристики крыльчатого движителя могут быть определены путем модельного эксперимента или на основе расчета по вихревой теории. Практические расчеты чаще всего ведут с использованием данных модельных испытаний. Выполненные к настоящему времени систематические исследования крыльчатых движителей позволили выявить влияние основных геометрических и кинематических характеристик движителя на его гидродинамические характеристики и получить материал для выбора в процессе проектирования основных элементов КД.

Эксцентриситет. Известно, что с увеличением шагового отношения гребного винта до 1,5—1,7 максимальный КПД растет, а при больших шагах уменьшается. Аналогичная зависимость имеется и для КД. Однако для большинства движителей, наибольший относительный эксцентриситет которых $\lambda_0 < 1$, КПД не достигает максимального значения. По данным Ван-Манена, КПД имеет максимум при $\lambda_0 = 1,75$. Зависимость максимального КПД КД от эксцентриситета, полученная на основании данных модельных испытаний движителей с различными законами управления, приведена на рис. XI.5.

Дисковое отношение. Дисковое отношение КД определяется соотношением

$$\tau = b_{cp} LZ / (LD) = b_{cp} Z / D \quad (XI.6)$$

Результаты модельных испытаний показали, что характер влияния дискового отношения на эффективность движителя зависит от коэффициента нагрузки. Зависимость

КПД и качества движителей с $Z = 5$ и 6 от дискового отношения показана на рис. XI.6. Как следует из этого рисунка, с ростом нагрузки неблагоприятное влияние дискового отношения уменьшается. Увеличение дискового отношения сопровождается также увеличением коэффициента скручивающего момента C_{mr} на лопастях КД. Зависимость нагрузки КД, соответствующей началу его развитой кавитации, от произведения $\sigma\tau$, где σ — число кавитации, приведена на рис. XI.7. С помощью этой зависимости можно определить минимально допустимое значение дискового отношения движителя.

Форма контура лопасти. Контур лопасти оказывает сравнительно слабое влияние на эффективность КД. Наибольшего значения КПД достигает КД с эллиптическим или близким к нему контуром лопасти. Из технологических соображений чаще применяют трансцевидный или прямоугольный контур.

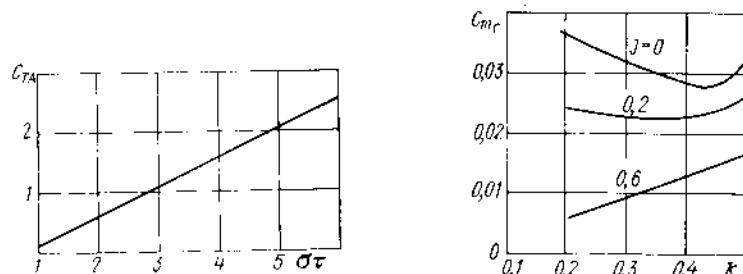


Рис. XI.7. График для определения дискового отношения КД.

Рис. XI.8. Зависимость максимального C_{mr} от коэффициента компенсации.

Число лопастей. КПД движителя слабо зависит от числа лопастей. Увеличение числа лопастей от 3 до 6 при неизменном дисковом отношении ведет к росту КПД на 1—2 %.

Форма профиля сечения лопасти. Оптимальное значение радиуса кривизны средней линии профиля лопасти уменьшается с увеличением нагрузки. Согласно рекомендациям О. В. Рождественского, радиус кривизны средней линии может быть определен по формуле

$$R_0 = 0,4 \frac{(1 + \lambda + \lambda^2)^{3/2} D}{1 + 0,5\lambda} \quad (XI.7)$$

где

$$\lambda = 0,515 (1 + \sqrt{1 + C_{\tau A}}) J \quad (XI.8)$$

Коэффициент качества на швартовах практически не зависит от кривизны профиля.

В качестве исходного профиля, симметричного относительно искривленной средней линии, принимают обычно профиль NACA-03020. Ординаты этого профиля с толщиной 20 % следующие:

$\frac{x}{b} \cdot 100, \%$	0	1,25	2,5	5	7,5	10	15	20	25
$\frac{\delta}{2} \cdot 100, \%$	0	3,157	4,358	5,925	7,000	7,805	8,909	9,563	9,902
$\frac{x}{b} \cdot 100, \%$	30	40	50	70	80	90	95	100	
$\frac{\delta}{2} \cdot 100, \%$	10,003	9,672	7,606	6,107	4,372	2,413	1,344	0,210	

Для профилей с другой толщиной δ ординаты получают умножением данных ординат на отношение $\delta/0,2$.

Радиус кривизны носика определяют по формуле

$$r_n = 1,2 \left(\frac{0,3}{m'} e \right)^2 b, \quad (X1.9)$$

где m' — безразмерная абсцисса максимальной толщины профиля; b — текущая ширина лопасти.

Положение оси вращения. В диапазоне изменения положения оси поворота, характеризуем коэффициентом компенсации (отношением отстояния оси от передней кромки к хорде профиля), меньшим 0,5, его значение практически не влияет на КПД движителя и должно определяться из условия снижения скручивающих моментов M_r . На рис. XI.8 приведена зависимость максимального C_{mg} от положения оси вращения лопасти. Как видно из этой зависимости, для тяжело нагруженных движителей целесообразно принимать коэффициент компенсации k равным 0,35—0,40, для менее нагруженных движителей целесообразно выбирать меньшие значения k .

§ 46. ВИХРЕВАЯ ТЕОРИЯ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ КРЫЛЬЧАТОГО ДВИЖИТЕЛЯ

Работа крыльчатого движителя сопровождается непрерывным изменением значения и направления скорости потока, набегающего на каждую из его лопастей, и соответствующим изменением возникающей на лопасти циркуляции, которое сопровождается образованием пелены вихрей, параллельных размаху лопасти и располагающихся по циклоидальным кривым в потоке за движителем. Поскольку лопасти представляют собой крылья конечного размаха с переменной циркуляцией, за ними формируется также пелена продольных вихрей, интенсивность которой переменна во времени. Ввиду большой сложности описанной вихревой системы КД строгое решение задачи определения гидродинамических характеристик движителя затруднено.

Практический расчет ведут на основе упрощенной вихревой системы исходя из следующих допущений: лопасти крыльчатого движителя бесконечно длинные и тонкие; хорда лопасти мала по сравнению с наименьшим радиусом кривизны орбиты лопасти. В итоге решается плоская задача о поле скоростей движителя с бесконечно узкими лопастями. Указанные допущения относятся только к расчету поля скоростей КД. При вычислении действующих на лопасти гидродинамических сил вводят поправки на конечность размаха и хорды лопасти. Расчетная вихревая схема КД представлена на рис. XI.9. Она состоит из Z вихрей с переменной во времени циркуляцией $\Gamma(\theta)$ и Z циклоидальных цепочек вихрей интенсивностью $-\frac{d\Gamma}{d\theta}$.

Все лопасти крыльчатого движителя расположены на одинаковом расстоянии и совершают за один оборот идентичные колебания. Поэтому расчет сводится к рассмотрению задачи о крыле, обтекаемом со скоростью, складывающейся из скорости набегающего потока и скоростей, вызванных как вихревой системой самого крыла, так и системами $Z-1$ остальных крыльев.

Основное интегродифференциальное уравнение строится на основе уравнения связи:

$$\Gamma = \frac{\partial C_Y}{\partial \alpha} v_R \sin \alpha \frac{b}{2}, \quad (X1.10)$$

где скорость v_R включает наряду со скоростями ωR и v_A скорости, вызванные всей системой присоединенных вихрей, кроме рассматриваемого, и всей системой свободных вихрей. Скорость v_R может быть выражена через составляющие скорости

$$v_R = \sqrt{(\omega R - \omega_0)^2 + v_A^2 + \omega_R^2 + 2v_A \omega_R \cos \theta - 2(\omega R - \omega_0) v_A \sin \theta}. \quad (X1.11)$$

Как следует из рис. XI.10, результирующая вызванная скоростью рассматривается как сумма радиальной ω_R и тангенциальной ω_0 составляющих.

Интегродифференциальное уравнение (X1.10) приводится к виду

$$\bar{\Gamma} \sin \beta_0 - J \cos(\theta - \beta_0) - \bar{\omega}_0 \sin \beta_0 - \bar{\omega}_R \cos \beta_0, \quad (X1.12)$$

$$\text{где } \bar{\Gamma} = \Gamma \left(\frac{\partial C_Y}{\partial \alpha} \frac{b}{2} \omega R \right); \quad \bar{\omega}_0 = \frac{\omega_0}{\omega R}; \quad \bar{\omega}_R = \frac{\omega_R}{\omega R}.$$

Решение уравнения (X1.12) ведут методом последовательных приближений. В первом приближении при известной кинематике движителя определяют $\Gamma(\theta)$ и $\frac{d\Gamma}{d\theta}$ в предположении, что ω_R и ω_0 во всех точках окружности равны нулю. При решении уравнения возникают дополнительные затруднения, связанные с исключением особенности в точке схода пелены с k -й лопасти, а также с нахождение

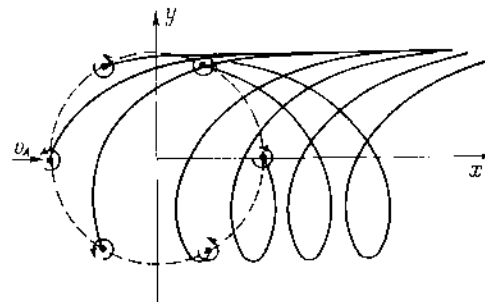


Рис. XI.9. Вихревая схема КД.

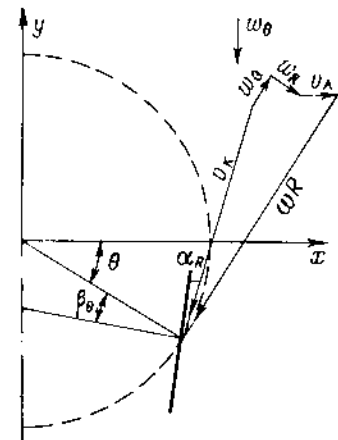


Рис. XI.10. Треугольник скоростей КД.

нием $\frac{d\Gamma}{d\theta}$ в последующих приближениях, когда величина $\Gamma(\theta)$ аналитически не задана. Первое из них устраняется допущением о сходе пелены с задней кромки лопасти и вычислением вызванной скорости на оси вращения. Для преодоления второй трудности разработан приближенный прием определения функции $\Gamma(\theta)$ любого приближения без непосредственного вычисления $\frac{d\Gamma}{d\theta}$ [24]. Как правило, расчет сходится после 3—4 приближений. Определение поля скоростей крыльчатого движителя позволяет перейти к расчету его гидродинамических характеристик.

Полагая, что подъемная сила перпендикулярна мгновенной скорости набегающего потока, а сопротивление характеризуется коэффициентом обратного качества, можно получить следующие выражения для мгновенных значений коэффициентов гидродинамических характеристик движителя:

$$K_T = \frac{b_0}{2R} \sum_{k=1}^Z C_{Yk} \lambda_R^2 \cos(\theta_k - \beta_{0k} + \alpha_R) [1 + \epsilon \operatorname{tg}(\theta_k - \beta_{0k} + \alpha_R)]; \quad (X1.13)$$

$$K_Q = \frac{b_0}{2R} \sum_{k=1}^Z C_{Yk} \lambda_R^2 \sin(\beta_{0k} - \alpha_R) [1 + \epsilon \operatorname{tg}(\beta_{0k} - \alpha_R)]. \quad (X1.14)$$

Здесь λ_R — индуктивная поступь k -й лопасти; α_R — местный угол атаки. В связи с вышеуказанными допущениями в значение угла α_R должны быть введены по-

правки, учитывающие конечность ширины и размаха лопасти. Проведенные оценки показали, что существенна лишь поправка на конечность ширины, которая определяется соотношением $\alpha_{кр} = C_0 h/b$, где $C_0 = 80 + 30(1 - \beta)$; h/b — величина, зависящая от радиуса кривизны циклоиды ρ_1 :

$$\frac{h}{b} = \frac{\rho_1}{b} - \sqrt{\left(\frac{\rho_1}{b}\right)^2 - \frac{1}{4}}. \quad (XI.15)$$

Радиус кривизны ρ_1 можно рассчитать по формуле

$$\rho_1 = \frac{(J^2 - 2J \sin \theta - 1)^{\frac{3}{2}}}{J \sin \theta - 1}. \quad (XI.16)$$

Истинный угол атаки равен

$$\alpha_{и} = \alpha_R + \alpha_{кр}. \quad (XI.17)$$

Детально метод расчета гидродинамических характеристик КД изложен в [24]. Расчет гидродинамических характеристик крыльчатого движителя должен предшествовать выбору числа и размещения движителей. Как правило, судно оборудуют двумя крыльчатыми движителями, что позволяет обеспечивать его высокие маневренные качества. Рекомендуется устанавливать движители противоположного вращения, чтобы исключить влияние реактивного момента. Случаи установки одиночных движителей редки и относятся только к малым судам.

Движители располагают попарно в носу или в корме. Первый вариант характерен для буксиров, второй для относительно быстроходных судов. На паромках и плавучих кранах практикуется диагональное расположение движителей — один в носу и один в корме. Подобное размещение особенно благоприятно для обеспечения высоких маневренных качеств судна.

Наиболее высокие пропульсивные качества, как правило, обеспечиваются при кормовом расположении движителей. Некоторое исключение составляют весьма полные тихоходные суда, у которых целесообразно расположение одного движителя в носу. О. В. Рождественский обобщил требования к форме обводов и установке КД на судах. В частности, при кормовом расположении он рекомендует применение транцевой кормы с заглубленным транцем порядка $0,2D$. Перед движителем и за ним должны иметься площадки, длина их должна составлять не менее D перед движителем и $2D$ за ним. Наклон батоксов перед движителем должен быть не более 5° , а в районе транца минимально возможным. Ширину транца при кормовом расположении движителей следует принимать не менее $4D$, а расстояние между их осями — не менее $(1,5 + 2,0)D$.

Коэффициенты взаимодействия КД с корпусом находят при самоходных испытаниях. Существуют некоторые трудности с определением характеристик движителя «в свободной воде» и измерением упора движителя. Для предварительных расчетов рекомендуются следующие коэффициенты взаимодействия: $\psi = 0,05 + 0,1$, $t = 0,1 + 0,15$ — для судов с острыми обводами и транцевой кормой; $\psi = 0,20 + 0,30$, $t = 0,10 + 0,20$ — для судов с полными обводами типа буксиров, плавкранов и паромов.

Рассмотрим выбор элементов движителя для случая, когда задана скорость судна и его сопротивление при этой скорости, равное эффективной тяге движителя.

На первом этапе в соответствии с приведенными выше рекомендациями определяют коэффициенты взаимодействия и вычисляют скорость набегающего на движитель потока и потребный упор движителя:

$$v_A = v(1 - \psi); \quad T = \frac{T_E}{1 - t}. \quad (XI.18)$$

Площадь гидравлического сечения КД $F_p = LD$ можно считать заданной, так как диаметр движителя выбирают, как правило, из условий размещения, а длину лопастей L находят из условия прочности, принимая $L = (0,6 + 0,65)D$. При вы-

боре диаметра и числа лопастей движителя обычно исходят из типовых КД, выпускаемых серийно промышленностью. Дальнейший расчет ведут в следующей последовательности.

1. Определяют минимально допустимое из условий кавитации значение дискового отношения. Для этой цели вычисляют коэффициент нагрузки движителя по упору

$$C_{TA} = \frac{T}{\frac{\rho}{2} F_p v_A^2}$$

и число кавитации, соответствующее полному ходу судна,

$$\sigma_0 = \frac{10200 + \gamma h}{\frac{\rho}{2} v_A^2},$$

где h — погружение диска движителя. По графику рис. XI.7 определяют произведение $\sigma_0 t$ и рассчитывают t . При известном дисковом отношении t и числе лопастей Z можно найти среднюю ширину лопастей из соотношения $b_{ср} = \frac{\tau D}{Z}$.

Форму лопасти принимают полуэллиптической или прямоугольной со скругленными углами. Поперечные сечения лопастей обычно выполняют в виде профилей NACA-03020 с искривленной средней линией и относительной толщиной $10-15\%$.

2. Задают ряд значений числа оборотов и вычисляют серию значений коэффициентов $K_T = T / \left(\frac{\rho}{2} F_p v_A^2\right)$. На диаграмму кривых действия движителя наносят кривую $K_T = f(n)$ в функции $J = v_A/u$ и определяют значения n и эксцентриситета λ_0 , соответствующие наибольшему КПД движителя.

3. Вычисляют гидродинамическую мощность, потребляемую движителем на этом режиме, $P_S = K_Q \left(\frac{\rho}{2} F_p (nD)^3\right)$.

4. Находят полную мощность, потребную для вращения движителя, $P = P_S / \eta_{мтр}$, где $\eta_{мтр}$ — механический КПД движителя, лежащий в диапазоне $0,82-0,80$; $\eta_{тр}$ — КПД, учитывающий потери на трение ротора о воду, обычно принимается равным $0,97$.

5. В заключение выбирают коэффициент компенсации лопасти, для чего используют график рис. XI.8.

Если проектируемое судно имеет несколько основных режимов плавания (например, «Свободный ход» и «Ход с тралом»), то для расчетов ходкости используют диаграмму кривых действия для данного движителя, на которой нанесены кривые гидродинамических коэффициентов для разных относительных эксцентриситетов. Схема таких расчетов аналогична расчетам ВРШ, изложенным в гл. X.

Характеристики КД при маневрировании, как правило, определяют экспериментальным путем, поскольку теоретический расчет может быть проведен лишь для части режимов. Испытания ведут в квазистационарной постановке для ряда установленных режимов, соответствующих различному положению центра управления.

В процессе маневрирования возможны режимы, когда наблюдаются перегрузки отдельных лопастей или движителя в целом. Для исключения этого либо ограничивают частоту оборотов ротора, либо уменьшают эксцентриситет. Последнее реализуют путем блокировки сервомоторов, обеспечивающих положения верхнего конца рычага управления внутри некоторой области, ограничиваемой так называемой диаграммой хода.

ПРОЕКТИРОВАНИЕ ДВИЖИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ГРЕБНОЙ ВИНТ — НАПРАВЛЯЮЩАЯ НАСАДКА

§ 47. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА КОМПЛЕКСА ГРЕБНОЙ ВИНТ — НАПРАВЛЯЮЩАЯ НАСАДКА

Направляющие насадки на гребные винты являются эффективным средством повышения пропульсивных качеств судов с тяжело нагруженными двигателями. За последние 20 лет в СССР все буксирные суда и промышленные траулеры оборудуют направляющими насадками. Значительное распространение направляющие насадки различной конструкции получили на транспортных судах и крупнотоннажных танкерах. В отдельных случаях направляющие насадки на гребные винты устанавливают для защиты лопастей от повреждений при плавании на мелководье, во льдах

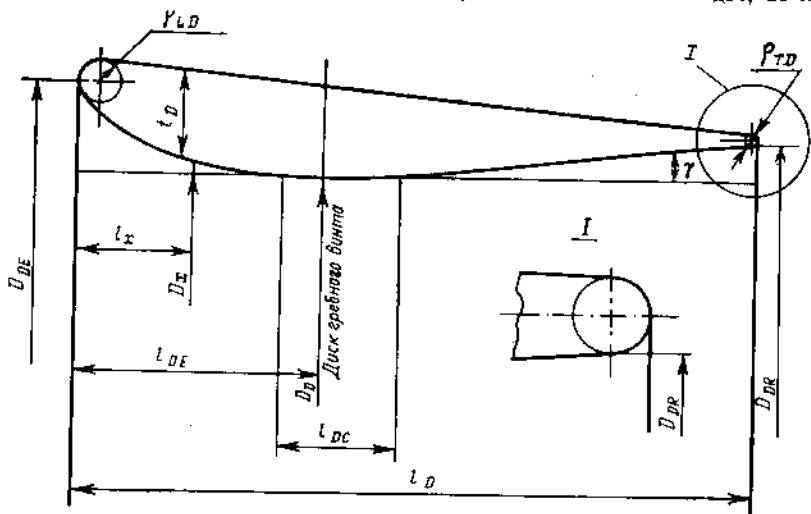


Рис. XII.1. Профиль направляющей насадки.

и других специфических условиях. Для улучшения маневренных качеств судов применяют поворотные насадки.

По конструктивным особенностям и назначению направляющие насадки разделяют на обычные осесимметричные и несимметричные. Обычная осесимметричная насадка образуется вращением крылового профиля заданной формы вокруг оси гребного винта. Несимметричная насадка характерна тем, что профили каждого ее меридионального сечения имеют различные форму, размеры и угол с осью гребного винта.

Геометрическую форму направляющих насадок принято характеризовать следующими основными параметрами (рис. XII.1): длиной насадки l_D ; диаметром D_D и радиусом R_D насадки в месте расположения гребного винта; относительным удлинением $l_D = l_D/D_D$ насадки; диаметром D_{DE} входного сечения насадки; диаметром D_{DR} выходного сечения насадки; коэффициентом раствора $\alpha = D_{DE}^2/D_D^2$; коэффициентом расширения $\beta = D_{DR}^2/D_D^2$; отстоянием l_{DE} диска гребного винта (плоскости, проходящей через середину концевых сечений лопастей) от входной кромки насадки; длиной l_{DS} цилиндрической вставки; радиусом R_{LD} закругления входящей кромки насадки; радиусом r_{TD} закругления выходящей кромки; зазором ΔR между концом лопасти гребного винта и поверхностью насадки; относительной максимальной толщиной профиля насадки δ_D .

При нагрузках на двигатель, характерных для современных морских судов, насадки при $\beta > 1$ ускоряют поток в диске гребного винта и создают дополнительный упор, а при $\beta < 1$ замедляют поток и испытывают сопротивление. Воздействие направляющей насадки на скорость потока в диске гребного винта (обрабатываемую винтом массу) является определяющим фактором в ее влиянии на КПД этого двигательного комплекса. Действие насадки на концевые потери гребного винта и потери на закручивание потока проявляется менее существенно.

Значение и направление дополнительной скорости, вызываемой насадкой в диске гребного винта, зависят от ее геометрической формы. Это дает возможность произвести общую теоретическую оценку влияния формы насадки, которую можно характеризовать средней скоростью протекания жидкости через диск винта v_{sk} .

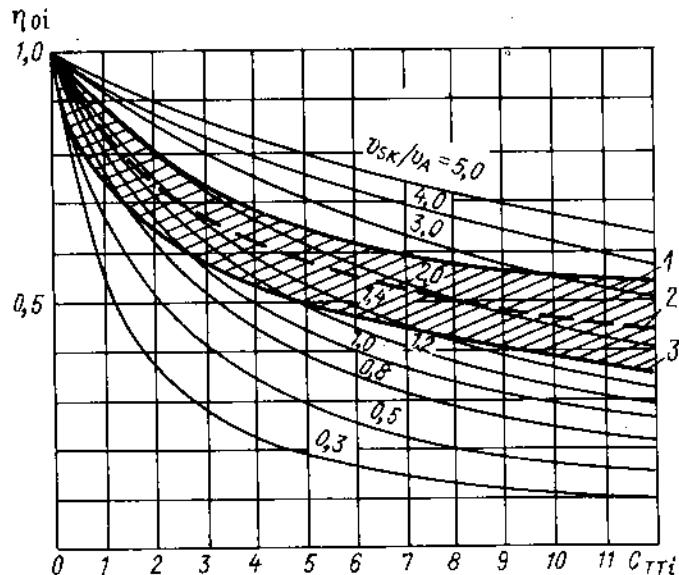


Рис. XII.2. Зависимость от коэффициента нагрузки C_{Ti} КПД идеального двигателя и комплекса винт—насадка.

1 — современная пропульсивная насадка ($\beta > 1$); 2 — идеальный двигатель; 3 — реально используемая насадка с поджатием потока ($\beta < 1$).

на гидродинамические характеристики комплекса. Для идеального двигательного комплекса, т. е. комплекса, у которого отсутствует закручивание струи и вязкостные потери, а вызванная скорость равномерно распределена по диску и сечению струи, на основе общих законов механики можно записать выражения для упора комплекса $T_{Ti} = \rho A_0 v_{sk} \omega_{x\infty} = \rho A_{\infty} \omega_{x\infty} (v_A + \omega_{x\infty})$, упора винта $T_i = \rho A_0 \times$

$\times \left(v_A + \frac{\omega_{x\infty}}{2} \right) \omega_{x\infty}$ и затраченной мощности $P_{Di} = T_{Ti} v_A + \rho A_0 v_{sk} \frac{\omega_{x\infty}^2}{2}$.

Из этих соотношений, введя коэффициент нагрузки по полному упору комплекса $C_{Ti} = T_{Ti}/\rho A_0 \frac{v_A^2}{2}$, можно получить формулы для коэффициента полезного действия комплекса

$$\eta_{oi} = \frac{1}{1 + \frac{C_{Ti}}{4} \frac{v_A}{v_{sk}}} \quad (XII.1)$$

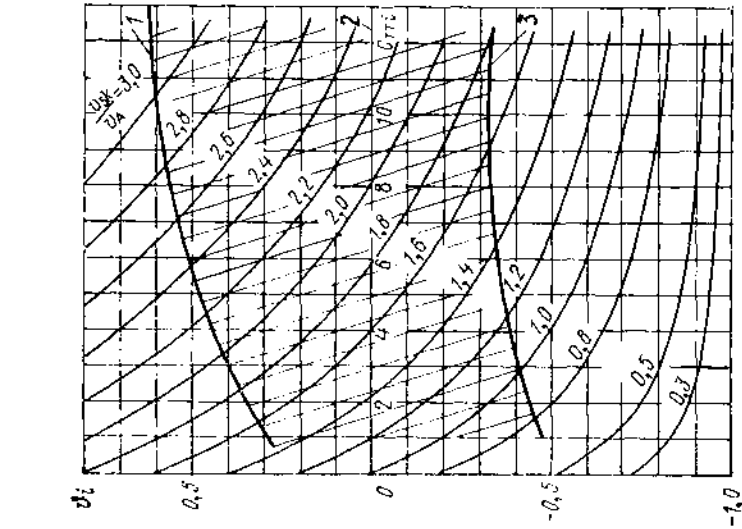


Рис. XII.3. Зависимость θ_i идеального комплекса от коэффициента нагрузки C_{TT} и формы насадки.

1 — современная пропульсивная насадка ($\beta > 1$); 2 — идеальный двигатель; 3 — реально используемая насадка с поджатием потока ($\beta < 1$).

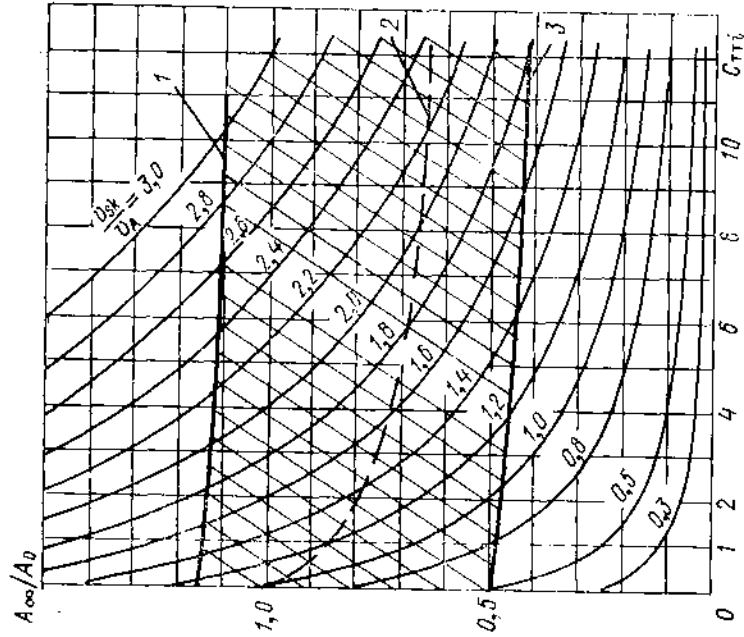


Рис. XII.4. Зависимость A_∞/A_0 идеального комплекса от коэффициента нагрузки C_{TT} и формы насадки.

1 — современная пропульсивная насадка ($\beta > 1$); 2 — идеальный двигатель; 3 — реально используемая насадка с поджатием потока ($\beta < 1$).

отношения упора насадки к упору гребного винта

$$\theta_i = \frac{T_{Di}}{T_i} = \frac{v_{sh} v_A}{1 + \frac{C_{TTi}}{4} \frac{v_A}{v_{sh}}} \quad (XII.2)$$

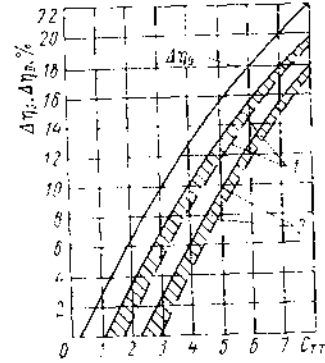
и отношения площади A_∞ струи далеко за комплексом к площади A_0 диска гребного винта

$$\frac{A_\infty}{A_0} = \frac{v_{sh}/v_A}{1 + \frac{C_{TTi}}{2} \frac{v_A}{v_{sh}}} \quad (XII.3)$$

На рис. XII.2—XII.4 приведены результаты расчетов θ_i , A_∞/A_0 для ряда значений коэффициента нагрузки C_{TT} по полному упору комплекса. На этих рисунках заштрихована область изменения скорости протекания v_{sh}/v_A реально используе-

Рис. XII.5. Ориентировочная зависимость увеличения КПД двигателя и пропульсивного коэффициента судна $\Delta\eta_D$ при установке насадки от коэффициента нагрузки C_{TT} .

1 — одновальное судно, $\Delta\eta_D$; 2 — двухвальное судно. $\Delta\eta_\infty$: — с поворотными насадками; - - - с неподвижными насадками.



мыми насадками. Как видно из рисунков, используемые в настоящее время насадки приводят к изменению скорости v_{sh} в достаточно узком диапазоне по сравнению со скоростью протекания через диск гребного винта без насадки (пунктирная линия 2). Увеличение КПД идеального двигательного комплекса с наилучшей пропульсивной насадкой (линия 1 на рис. XII.2) в рассматриваемом случае только за счет снижения осевых потерь в диапазоне нагрузок, характерных для транспортных судов ($C_{TT} = 2-5$), составляет около 6—10% по сравнению с идеальным двигателем ($v_{sh} = v_A + \frac{\omega x_{\infty}}{2}$). При этом упор насадки достигает 25—40% от упора гребного винта. Площадь струи за комплексом в том же диапазоне нагрузок немногим более площади диска винта ($A_\infty/A_0 \approx 1,08$). Дальнейшее увеличение скорости v_{sh} в область, расположенную выше линии 1 на рис. XII.2, посредством совершенствования направляющей насадки или применения иных устройств позволило бы значительно увеличить КПД комплекса. В результате проведенного анализа можно констатировать, что для достижения наибольшего КПД комплекса и упора насадки необходимо при ее конструировании стремиться к максимальному увеличению скорости протекания v_{sh} через диск гребного винта. Однако, как показывает опыт, достичь этого только за счет увеличения коэффициента расширения насадки β невозможно из-за отрыва потока от внутренней выходной стенки насадки.

Увеличение КПД двигателя с установкой направляющей насадки оказывается тем больше, чем выше его нагрузка (коэффициент C_{TT}). На рис. XII.5 приведены кривые для ориентировочной оценки возрастания КПД и пропульсивного коэффициента судов при установке насадки.

§ 48. ВЫБОР ФОРМЫ ПРОФИЛЯ НАПРАВЛЯЮЩЕЙ НАСАДКИ И ПРОЕКТИРОВАНИЕ ДВИЖИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА

Сложная картина формирования и отрыва трехмерного пограничного слоя на поверхности насадки не позволяет в настоящее время теоретически решить задачу выбора оптимальной геометрической формы ее профиля. Известные попытки переноса условий оптимума по форме плоского профиля для направляющих насадок оказались безуспешными.

Наиболее надежно эта задача может быть решена экспериментально на основе систематических испытаний серии моделей направляющих насадок различной формы в опытовых бассейнах. Получающиеся при этом результаты в Re от 10^3 на моделях до 10^4 на натуре и обусловленное им влияние масштабных факторов на отрыв потока от стенок насадки действует в безопасную сторону, т. е. определяемые по дан-

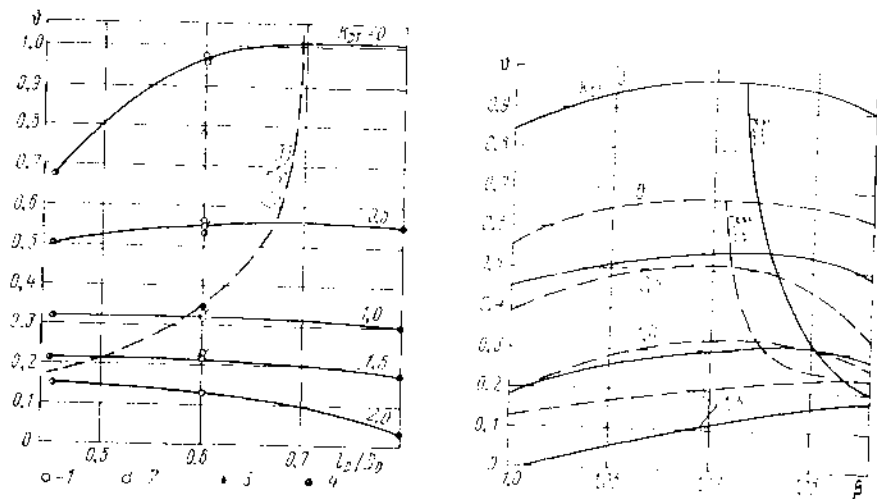


Рис. XII.6. Влияние относительного удлинения насадки на ее эффективность в зависимости от коэффициента нагрузки $K_{пр}$.

$l_p/D_p = 1,5$; $\alpha = 1,3$; $\beta = 1,125$; $AR/R = 0,011$; $\beta = \alpha = 1,3$; $l_p/D_p = 1,35$.

Рис. XII.7. Влияние расширения насадки на ее эффективность.

— $l_p/D_p = 0,6$; $AR/R = 0,011$; $l_p/D_p = 0,15$; $AR/R = 0,011$.

ним модельных пестатий предельные значения раствора и расширения насадки в натурных условиях гарантированно обеспечат отсутствие отрыва потока.

На рис. XII.6—XII.8 приведены полученные при систематических испытаниях модели комплекса зависимости относительного упора от основных геометрических элементов l_p/D_p , α и β для заданного коэффициента нагрузки по упору комплекса $K_{пр}$ и AR/R . Все испытанные модели имели острую заднюю кромку ($r_{зад}/l_p \approx 0,0015$) и максимальную относительную толщину $\delta_p = 0,12 \div 0,14$. Из рисунков видно, что удлинение насадки существенно варьирует на ее эффективность только на швартовном и близких к нему режимах, а оптимальное значение l_p/D_p изменяется в зависимости от нагрузки в пределах от 0,5 до 0,7. Еще менее значительное влияние оказывает коэффициент раствора насадки α , оптимальное значение которого в зависимости от нагрузки, по крайней мере для направляющих насадок с $l_p/D_p = 0,6$, находится в пределах 1,25—1,35. Наиболее существенное влияние по всем диапазонам нагрузок оказывает коэффициент расширения насадки β , оптимальное значение которого при удлинении $l_p/D_p \leq 0,6$ лежит в пределах 1,10—1,18 в зависимости от нагрузки

Многократные данные модельных пестатий направляющих насадок различной формы и удлинения свидетельствуют о том, что их безотрывное обтекание при работе на переднем ходу обеспечивается при угле расширения выходной части насадки $\gamma \leq 9^\circ$. Вместе с тем, в ряде случаев возникает потребность проектирования насадок, обеспечивающих повышенные тяговые характеристики не только на переднем, но и на заднем ходу. Очевидно, что эффективно действующая направляющая насадка как на переднем, так и на заднем ходу, должна иметь симметричный относительно диска гребного винта профиль. Коэффициенты раствора α и расширения β этой насадки будут одинаковыми. Однако спроектированная таким образом насадка на переднем ходу будет уступать насадке, специально разработанной для работы на этом режиме.

В реальных условиях (за исключением некоторых случаев) комплексе гребной винт — направляющая насадка на заднем ходу должен развивать только определенную часть упора переднего хода для желательного улучшения его гидродинамиче-

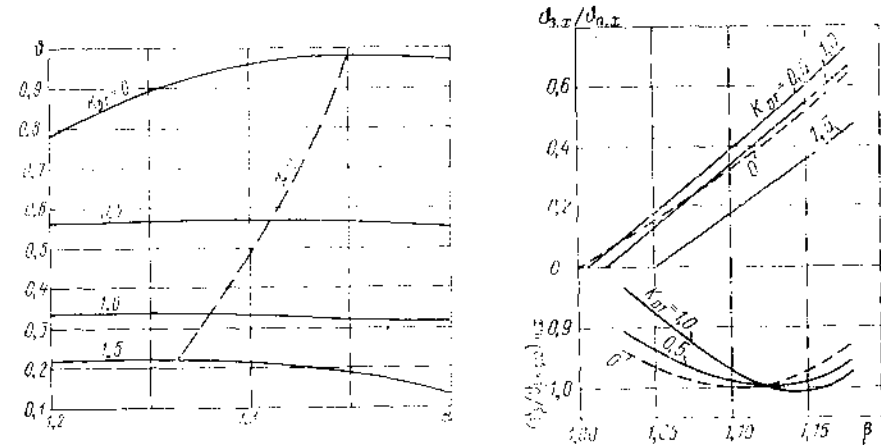


Рис. XII.8. Влияние раствора насадки на ее эффективность ($l_p/D_p = 0,6$).

Рис. XII.9. Влияние коэффициента расширения насадки на ее эффективность при работе на переднем и заднем ходах ($l_p/D_p = 0,6$; $\alpha = 1,3$; $2r_{зад}/l_p = 0,003$).

ских характеристик на заднем ходу ценою незначительного (2—4% по КПД) снижения эффективности при работе на переднем ходу. Читая в настоящее время зависимость относительного упора насадки $\eta = T_D/T$ от коэффициентов α и β , а также благоприятное влияние удлинения выходной кромки насадки на ее эффективность при работе на заднем ходу, такая задача может быть успешно решена. На рис. XII.9 и XII.10 показаны зависимости относительного упора насадки на переднем и заднем ходах $\eta_{пх}$ и $\eta_{зх}$ (при одинаковом упоре винта) в зависимости от коэффициента расширения насадки β и толщины выходной ее кромки. Толщина выходной кромки испытанных насадок $2r_{зад}$ увеличивается за счет смещения наружной стенки профиля при сохранении формы внутренней поверхности и угла γ . Данные, приведенные на рис. XII.9, получены при острой выходной кромке насадки. Как видно из рисунков, с увеличением β ее эффективность при работе на заднем ходу увеличивается. При $\beta = 1,18$ упор насадки с раствором $\alpha = 1,3$ на заднем ходу составляет примерно 60% упора на переднем ходу. Снижение же упора такой насадки на переднем ходу благодаря пологой зависимости ее гидродинамических характеристик от β не превышает 3—4%. Поэтому в тех случаях когда к характеристикам комплексов на заднем ходу предъявляются повышенные требования, для насадок с удлинением $l_p/D_p = 0,6 \div 0,7$ коэффициент расширения следует увеличивать до 1,17—1,19 при $\alpha = 1,3$, а диск гребного винта располагать на удалении от передней кромки, равном 40—45% длины насадки.

Из рис. XII.10 видно, что с увеличением толщины выходной кромки (радиуса закругления) упор насадки на заднем ходу монотонно увеличивается практически по линейному закону, а ее упор на переднем ходу снижается более резко, особенно при $2\theta_{TD}/l_D > 2,0$ %. Увеличение толщины выходной кромки от 0 до 2 % приводит к возрастанию упора насадки на заднем ходу на 15—20 %. На переднем ходу упор при этом снижается на 3—5 %.

На основании накопленных данных разработаны и рекомендованы стандартные профили для двух насадок с удлиненным $l_D/D_D = 0,6$ и $0,8$. В табл. XII.1 и XII.2

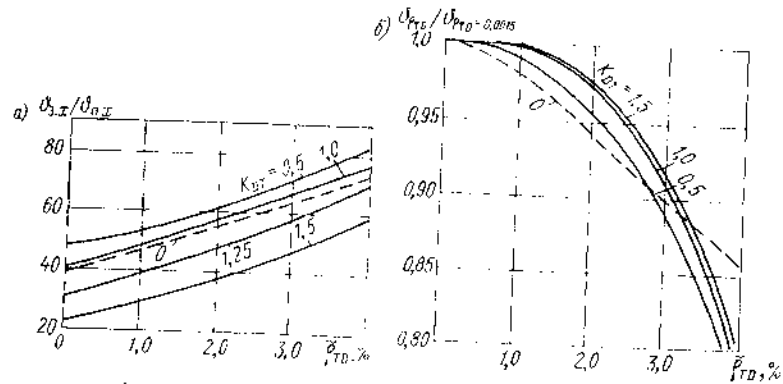


Рис. XII.10. Влияние относительной толщины выходной кромки насадки $\delta_{TD} = 2\theta_{TD}/l_D$ на ее эффективность при работе на переднем и заднем ходах ($l_D = 0,6$; $\alpha = 1,3$; $\beta = 1,12$): а — отношение упоров насадки на переднем и заднем ходах; б — влияние δ_{TD} на упор на переднем ходу.

приведены ординаты этих профилей. Для упрощения технологии изготовления предлагаемых насадок паружная, выходная внутренняя стенки профиля и цилиндрическая вставка в диске гребного винта состоят из прямолинейных поверхностей. Поверхность двойной кривизны образует только входная внутренняя часть насадки. В отдельных случаях, когда снижение КПД комплекса примерно на 2 % может быть признано допустимым и необходимы технологические упрощения конструкции, внутренняя входная часть контура профиля насадок может быть образована двумя отрезками прямых. При этом излом контура располагается на $l_x = (0,12 \div 0,14) l_D$ от входной кромки, и радиус скругления шва в точках излома отрезков должен быть не менее $0,1l_D$. Образование всего входного участка контура насадки одним отрезком не рекомендуется, так как это приводит к снижению эффективности насадки примерно на 8 %.

Таблица XII.1. Ординаты профиля направляющей насадки с $l_D/D_D = 0,6$

l_x/l_D	D_x/D_D	Примечание	l_x/l_D	D_x/D_D	Примечание
0,000	1,148		0,150	1,029	
0,025	1,104		0,200	1,014	
0,050	1,081		0,290	1,000	} Цилиндрическая вставка
0,075	1,063		0,480	1,000	
0,100	1,050		1,000	1,060	

$p_{LD} = 0,05l_D$; $l_{DE} = 0,35l_D$; $\theta_{TD} = 0,0168l_D$; $l_{DC} = 0,19l_D$; носовая кромка цилиндрической вставки располагается на $l_x/l_D = 0,29$.

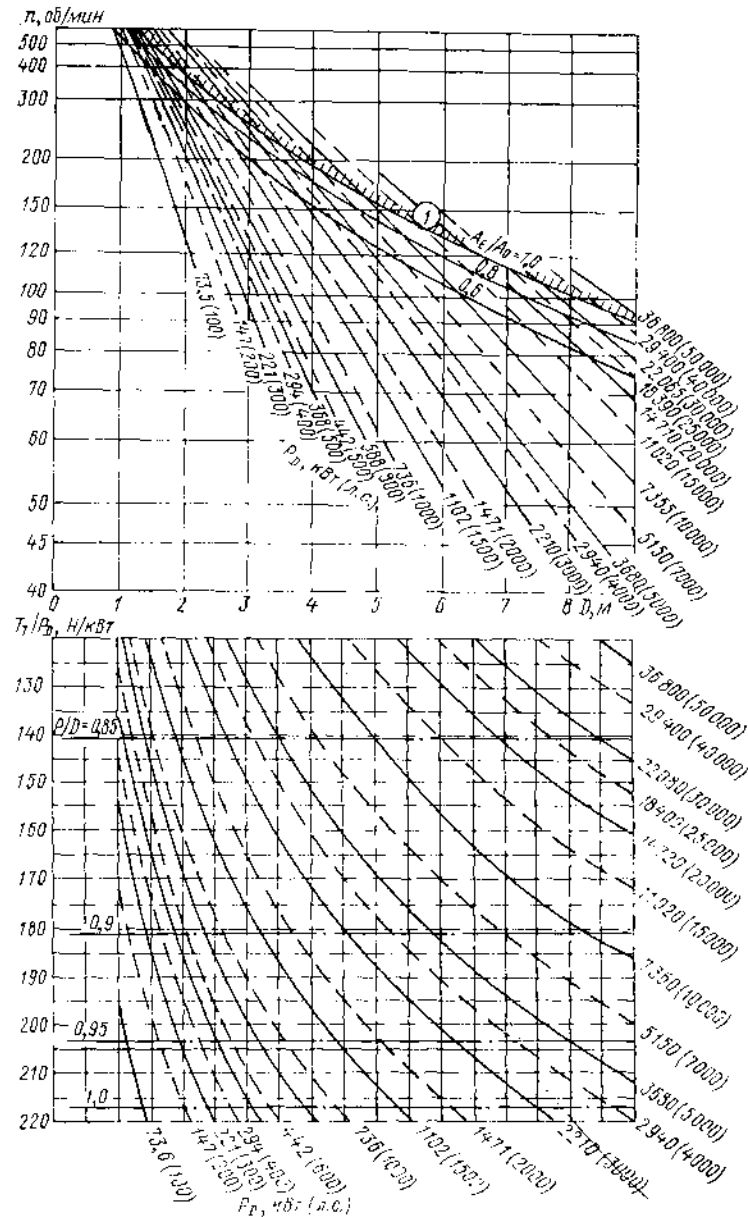


Рис. XII.11. Диаграмма для предварительного определения основных элементов и частоты вращения гребного винта в направляющей насадке при $v_{A_0} = 5$ уз.

1 — область мощностей и диаметров, при которых наступает резонансная кавитация на лопастях.

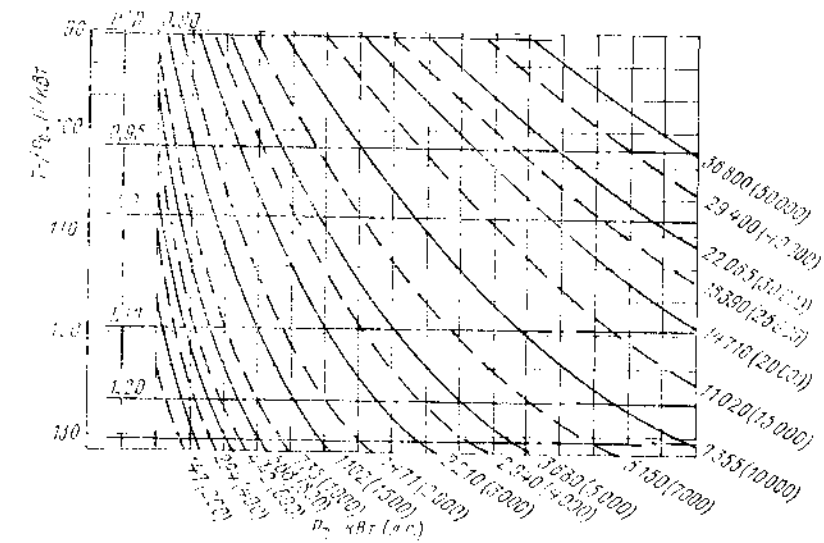
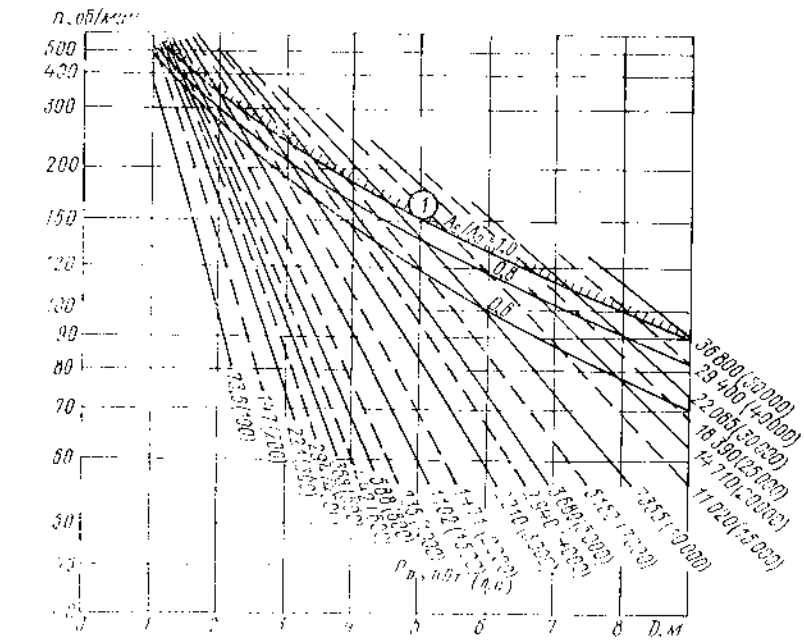


Рис. X11.12. Диаграмма для предварительного определения основных элементов и частоты вращения гребного винта в направляющей посадке при $\sigma_{H\beta} = 10 \text{ МПа}$.

1 — область мощностей и диаметров, при которых наступает разрывная cavitation на лопастях.

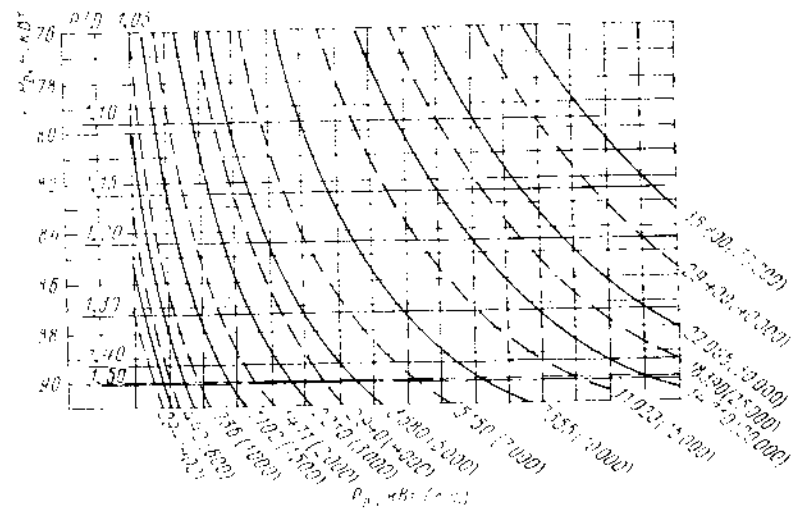
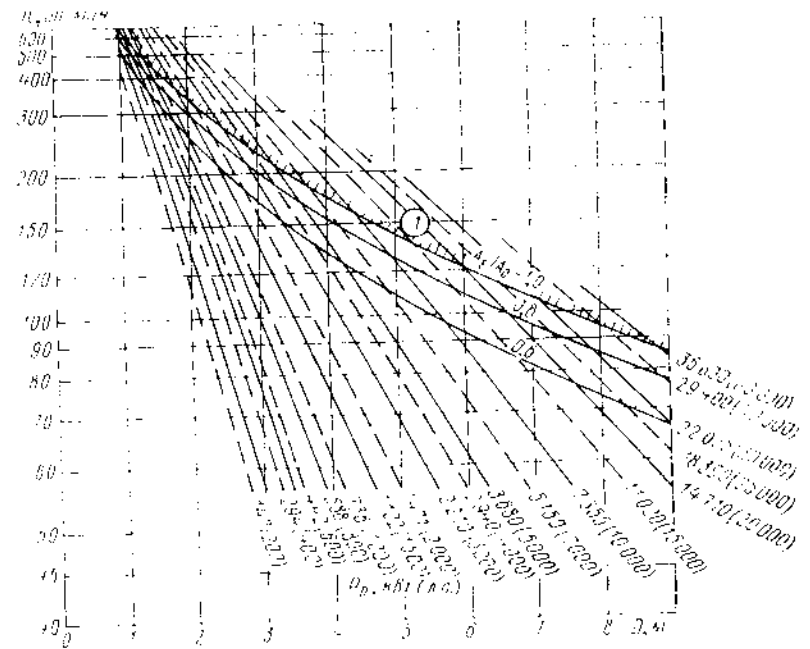


Рис. X11.13. Диаграмма для предварительного определения основных элементов и частоты вращения гребного винта в направляющей посадке при $\sigma_{H\beta} = 15 \text{ МПа}$.

1 — область мощностей и диаметров, при которых наступает разрывная cavitation на лопастях.

Таблица XII.2. Ординаты профиля направляющей насадки с $l_D/D_D = 0,8$

l_N/D	D_N/D_D	Примечания	l_N/D	D_N/D_D	Примечания
0,000	1,178		0,150	1,023	Цилиндрическая вставка
0,025	1,118		0,200	1,009	
0,050	1,090		0,300	1,000	
0,075	1,068		0,500	1,000	
0,100	1,049		1,000	1,086	

$\rho_{LD} = 0,0625l_D$; $l_{DE} = 0,375l_D$; $\theta_{TD} = 0,014l_D$; $l_{DC} = 0,2l_D$; носовая кромка цилиндрической вставки располагается на $l_N/D = 0,3$.

В указанных выше стандартных и других насадках испытаны обширные серии моделей гребных винтов фиксированного шага и ВРШ [4, 84], результаты которых могут быть использованы при выполнении практических расчетов ходкости судов и проектировании их движительных комплексов.

Для предварительной оперативной оценки эффективности применения направляющей насадки на проектируемом судне и определения основных элементов гребного винта на рис. XII.11—XII.13 даны специально разработанные диаграммы для гребных винтов фиксированного шага в приведенной выше направляющей насадке с относительным удлинением $l_D/D_D = 0,6$. Удельный упор комплекса T_T/P_D , определяемый по нижней части диаграммы, рассчитан для гребных винтов с дисковым отношением $A_E/A_0 = 0,6$. Подробное описание таких диаграмм приведено в § 32.

Правила выбора числа лопастей, диаметра ступицы и других конструктивных элементов гребного винта в насадке сохраняются такими же, как и для открытого гребного винта (см. § 32). Следует лишь помнить, что применение трехлопастных гребных винтов в поворотных направляющих насадках или неподвижных, но устанавливаемых совместно с гребным винтом (с пересечением осей), недопустимо по соображениям вибрации. Как показывают исследования [5], только при $Z = 3$ на насадке возникает значительная нестационарная нагрузка, действующая перпендикулярно оси насадки.

Выполнение проекторочного расчета гребных винтов в насадках по диаграммам испытаний серий моделей комплекса производят в том же порядке и по тем же схемам, что и открытых гребных винтов (см. § 33). Выбранная по диаграммам серийных испытаний геометрия гребного винта комплекса, так же как и открытого гребного винта, на дальнейших стадиях должна уточняться главным образом с целью снижения опасности кавитации лопастей и вибрационных нагрузок, передаваемых на корпус судна. Окончательная геометрия лопастей гребного винта (профилировка, распределение шага и т. д.) должна быть рассчитана на ЭВМ с учетом конкретных особенностей поля скоростей за корпусом проектируемого судна по вихревой теории (см. § 35). Профилировку лопастей гребных винтов в насадках рекомендуется производить с использованием тех же стандартных профилей, что и для открытых гребных винтов (см. § 34).

§ 49. ОСОБЕННОСТИ КАВИТАЦИИ ДВИЖИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ГРЕБНОЙ ВИНТ — НАПРАВЛЯЮЩАЯ НАСАДКА

Направляющая насадка с $\beta > 1$, увеличивая скорость протекания воды через гребной винт, разгружает сечения винта, и это должно приводить к отдалению начала его кавитации. Однако увеличение скорости протекания связано также с понижением давления вблизи гребного винта, что приближает начало его кавитации. Исследования показывают, что второе обстоятельство превалирует над первым и гребной винт комплекса, спроектированного на ту же мощность, что и открытый винт, при одинаковой площади лопастей начинает кавитировать раньше. И только

на швартовном и близких к нему режимах наблюдается обратная картина, и значение необходимого для обеспечения одинакового запаса против возникновения кавитации дискового отношения гребного винта в насадке примерно на 5 % меньше, чем для открытого винта. При этом развиваемый комплексом упор, как известно, на 20—25 % больше, чем у открытого гребного винта. Для заданного упора преимущество комплекса винт — насадка с точки зрения кавитации на больших нагрузках существенно возрастает.

Результаты обработки данных испытаний моделей винтов в кавитационных трубах, при которых одновременно с измерением гидродинамических характеристик производили визуальные наблюдения за появлением и развитием кавитации лопастей, показали, что наступление ее второй стадии, совпадающее с началом снижения гидродинамических характеристик (кривых действий), чаще всего происхо-

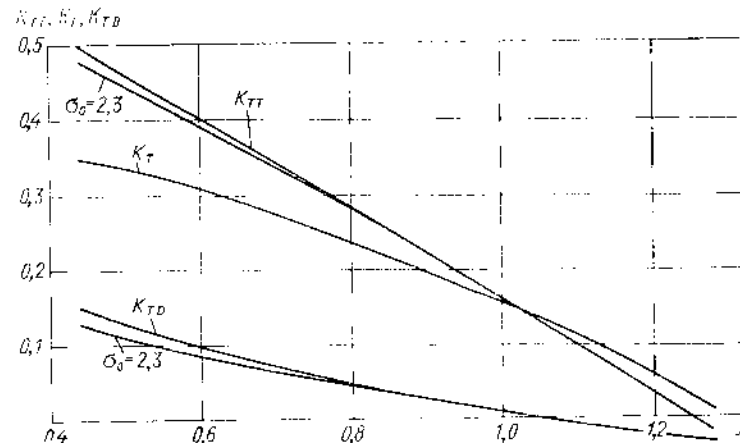


Рис. XII.14. Влияние кавитации на характеристики винта в насадке ($P/D = 1,45$; $A_T/A_0 = 0,576$; $Z = 4$).

дит при развитой профильной (пузырчатой) кавитации на лопастях. Однако снижение упора насадки может наступить и при наличии развитой кавитации в концевых вихрях, сходящих с лопастей. При испытаниях моделей ВРШ было замечено также, что момент возникновения того или иного вида кавитации, при котором начинается резкое снижение гидродинамических характеристик, в значительной степени зависит как от установочного шагового отношения, так и от направления поворота лопастей от их конструктивного шага. Было выявлено также, что наиболее резкое снижение кривых действий ВРШ наблюдается при возникновении кромочной кавитации с нагнетающей стороны лопастей и менее резкое — при вихревой кавитации.

На рис. XII.14 приведены кривые действия ВРШ в насадке, полученные при испытаниях в кавитационной трубе, для различных чисел кавитации. Из рисунка видно, что при $\sigma_0 = 2,3$ кривые действия гребного винта не изменились и сохранились такими же, как и при атмосферном давлении, а коэффициент упора насадки начиная с поступя $J = 0,78$ снизился вследствие интенсивной кавитации в концевом вихре. Следует отметить, что с увеличением зазора между концом лопасти и стенкой насадки начало снижения коэффициента упора насадки смещается в область больших нагрузок (меньших поступей). Это свидетельствует о целесообразности увеличения зазора с целью повышения КПД комплекса в тех случаях, когда его гребной винт работает в режиме с развитой кавитацией концевых вихрей.

Для винтов в насадке наблюдается более сильная зависимость критического числа кавитации от шагового отношения, чем у открытых гребных винтов. Это особенно проявляется у движительного комплекса с ВРШ, когда на эту зависимость накладываются также искажения в распределении шага вдоль радиуса при повороте лопасти. На рис. XII.15 показаны результаты многочисленных кави-

тационных испытаний (по началу второй стадии) моделей движительных комплексов ВРШ в насадке с $\alpha = 1,23 \pm 1,32$; $t_D = 0,58 \pm 0,62$; $\beta = 1,12 \pm 1,14$; $D = 200 \pm 250$ мм, $Z = 3 \pm 4$; $A_1/A_0 = 0,45 \pm 0,74$; $P_R/D = 0,9 \pm 1,3$; $P/D = 0,8 \pm 1,5$, обработанные в форме зависимости

$$\sigma_0 A_E/A_0 = f(C_{TT}, C_{TA})$$

при различных P/D . Здесь же приведена аналогичная зависимость для открытых моделей ВРШ, полученная в результате испытаний в кавитационных трубах.

При выборе дискового отношения ВРШ, работающего в насадке, может быть использована эмпирическая зависимость, применение которой целесообразно в начальной стадии проектирования для сравнительно малых нагрузок ($C_{TT} \leq 2,5$):

$$\sigma_0 A_E/A_0 = 1,2 \pm 1,14 C_{TT} \cdot 0,65 \left(\frac{P_R}{D} / \frac{P}{D} - 1 \right).$$

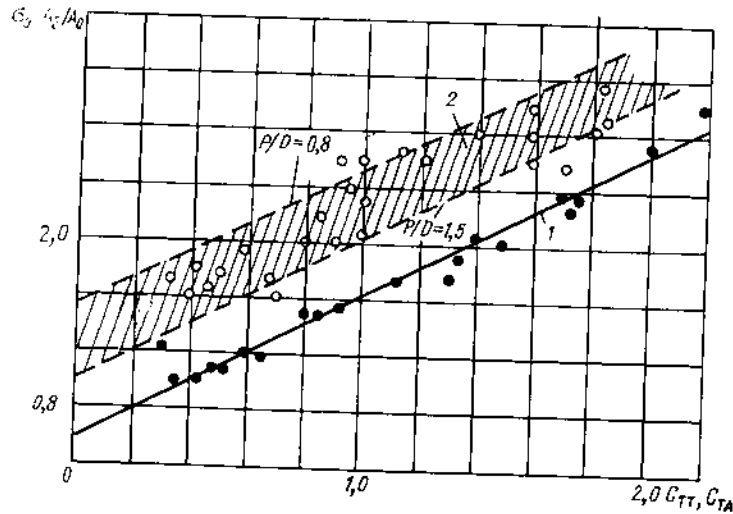


Рис. XII.15. Систематические данные по кавитационным характеристикам ВРШ в свободной воде и в насадке, полученные в результате обработки данных испытаний в кавитационных трубах.

1 — свободная вода; 2 — ВРШ в насадке.

Кавитация в концевых вихрях гребного винта оказывает неблагоприятное воздействие на внутреннюю обшивку насадки. Как показывают наблюдения, если зазор ΔR мал, кавитирующий вихрь, коснувшись стенки насадки, полностью или частично замыкается на ней, вытягивается на обшивку в направлении потока и дробится на отдельные пузыри. При $\Delta R > 0,01R$ обычно не происходит полного дробления кавитирующих вихрей; соприкасаясь со стенкой вихри деформируются и отходят от стенки с ослабленной интенсивностью. Начало касания и дробления на насадке кавитирующих вихрей легко обнаруживается в натуральных условиях, поскольку это сопровождается характерным для замыкания каверы звонким металлическим звуком. Дробление каверы в концевых вихрях вызывает значительные ударные давления на внутренней обшивке насадки. В местах дробления кавитирующих концевых вихрей не исключено появление эрозийного разрушения обшивки насадки. Развитие эрозии наиболее вероятно при больших шаговых отношениях винта ($P/D > 1,2$) и нагрузках движительного комплекса ($C_{TT} > 3$). Причем если зазор между концами лопастей и стенкой насадки не одинаков по окружности, то процесс развития эрозии ускоряется. Это происходит вследствие изменения за оборот винта интенсивности и характера замыкания вблизи стенки кавитирующих

вихрей. Обнаружено, что в местах, где зазор минимал ($\Delta R \leq 0,01R$) и эрозия более интенсивна, процесс разрушения может ускориться за счет коррозии. Глубина эрозионно-коррозионных разрушений обшивки насадки, изготовленной из обычной конструкционной стали, в районе концов лопастей, как показали систематические осмотры на первых судах серии «Пятидесятилетие комсомола», может составить до 5 мм в год, а ширина разрушенной зоны — примерно 20 % диаметра насадки. Для уменьшения или ликвидации эрозионных разрушений обшивки насадки необходимо уменьшать шаг винта на конце лопасти, увеличивать зазор между концами лопастей и стенкой до $\Delta R = 0,015R$, а также скруглять торцевые кромки лопастей. Для снижения интенсивности коррозионно-эрозионных разрушений направляющих насадок необходимо их внутреннюю обшивку изготавливать из коррозионно-стойких материалов (например, аустенитных хромоникелевых сталей). Изготовление внутренней обшивки из таких материалов по всей длине насадки обеспечивает существенно лучшие условия защиты от контактной коррозии в месте стыкования разнородных материалов.

РЕВЕРСИРОВАНИЕ СУДОВ ПРИ ПОМОЩИ ГРЕБНЫХ ВИНТОВ

§ 50. РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК ВИНТА ПРИ РЕВЕРСИРОВАНИИ

Гребной винт является не только движителем, обеспечивающим поступательное движение судна, но и средством реализации важного эксплуатационного маневра — реверса. Методы расчета гидродинамических характеристик гребных винтов обычно разрабатывали для режимов их работы, близких к режиму полного переднего хода. Лишь сравнительно небольшое число исследований касалось определения характеристик при так называемых «нерасчетных режимах» и, в частности, режимах, возникающих при маневрировании судна. Это было связано как с небольшим объемом инженерных задач, при которых необходимы эти характеристики, так и со значительными трудностями расчета гребных винтов при подобных режимах, обусловленных неприменностью методов линеаризации решений, основанных на предположении о малости влияния вызванных скоростей на форму вихревой системы.

В течение длительного времени в инженерной практике использовали только данные, полученные в результате экспериментального исследования гидродинамических характеристик винта при реверсировании. Необходимость теоретического исследования гидродинамических характеристик винта при маневрировании возникла применительно к задаче определения нагрузок, действующих на лопасти ВРШ. В последние годы появился ряд проблем, связанных с расчетами прочности и уточнением характеристик маневрирования, для решения которых потребовалась разработка теоретических методов определения характеристик ВФШ при произвольном значении относительной поступи.

Реверс судна представляет собой сложный нестационарный процесс, сопровождающийся изменением как скорости поступательного движения судна, так и частоты вращения его гребных винтов. Однако при реальных скоростях изменения этих параметров роль нестационарных добавок, как показано в [47, 72], невелика и может не учитываться. Поэтому в практических расчетах режим работы гребного винта в каждый момент времени рассматривается как установившийся.

Реверсы ВФШ и ВРШ существенно отличаются друг от друга. При реверсе ВФШ происходит изменение на противоположное направления поступательного движения гребного винта и направления его вращения. При реверсе ВРШ меняется лишь направление поступательного движения винта, частота же его вращения изменяется незначительно. Это обстоятельство обуславливает различные формы представления характеристик этих винтов при реверсе. Обычная форма гидродинами-

ческих характеристик гребного винта, применяемая для режимов установившегося движения переднего и заднего хода в виде зависимостей коэффициентов $K_T = T/(\rho n^2 D^4)$ и $K_Q = Q/(\rho n^2 D^5)$ от поступи J , приемлема лишь для части режимов, поскольку при $n \rightarrow 0$ эти коэффициенты стремятся к бесконечности. Поэтому дополнительно вводят коэффициенты

$$K_{T0} = \frac{T}{\rho v_A^2 D^2}; \quad K_{M0} = \frac{Q}{\rho v_A^2 D^3}, \quad (\text{XIII.1})$$

графики изменения которых строят в зависимости от $J^0 = |J|$. Совокупность графиков $K_T = f(J)$; $K_Q = f(J)$ и $K_{T0} = f(J^0)$; $K_{M0} = f(J^0)$ позволяет описать характеристики гребного винта на всех режимах реверса.

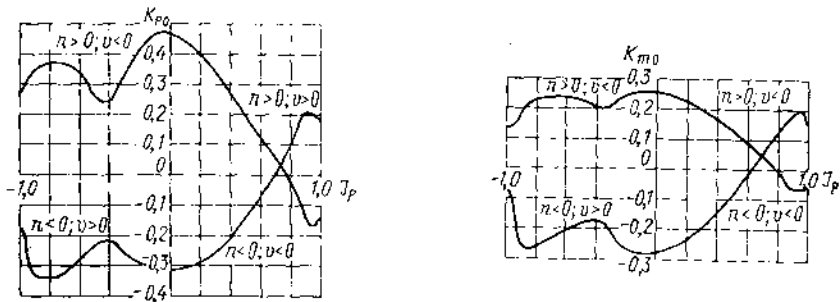


Рис. XIII.1. Кривые $K_{T0} = f(J_p)$ винта с $P/D = 1$ при реверсе.

Рис. XIII.2. Кривые $K_{M0} = f(J_p)$ винта с $P/D = 1$ при реверсе.

В. Г. Бакаевым и В. М. Лаврентьевым предложены универсальные коэффициенты вида

$$K_{T0} = \frac{T}{\rho D^2 (v_A^2 + n^2 D^2)};$$

$$K_{M0} = \frac{Q}{\rho D^3 (v_A^2 + n^2 D^2)};$$

$$J_p = \frac{v_A}{|v_A^2 + n^2 D^2|}, \quad (\text{XIII.2})$$

сохраняющие конечные значения при любых скоростях и частотах вращения. Коэффициенты K_{T0} и K_{M0} связаны с коэффициентами K_T и K_Q простыми соотношениями:

$$K_T = \frac{K_{T0}}{1 - J_p^2}; \quad K_Q = \frac{K_{M0}}{1 - J_p^2}. \quad (\text{XIII.3})$$

Недостатком этих коэффициентов является введение в формулу для J_p величин n и v в квадрате, что не позволяет в полной мере учитывать знаки этих величин и создает в некоторых случаях определенные неудобства при их использовании.

Характеристики гребного винта при реверсе в виде универсальных коэффициентов даны на рис. XIII.1 и XIII.2.

Наиболее полные испытания гребных винтов при реверсе были проведены Нордстремом и И. Я. Минювичем. Результаты таких испытаний для серии трехлопастных винтов с $A_E/A_0 = 0,8$ приведены на рис. XIII.3—XIII.6.

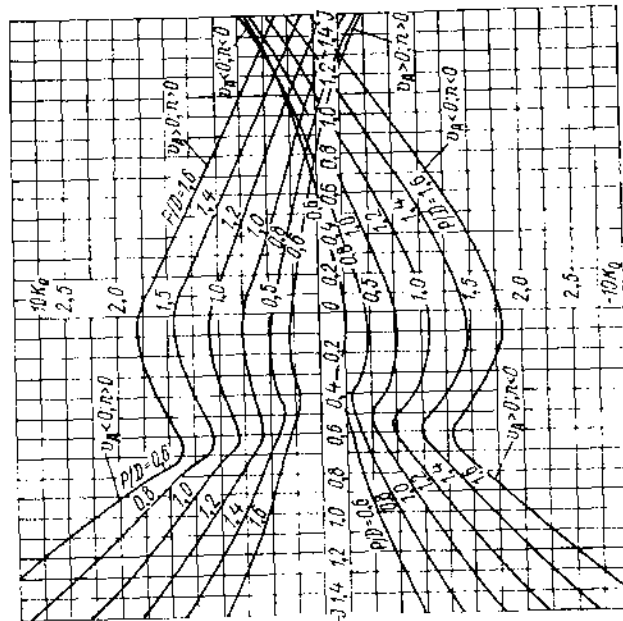


Рис. XIII.4. Кривые $K_Q = f(J)$ серии винтов с $A_E/A_0 = 0,8$ при реверсе.

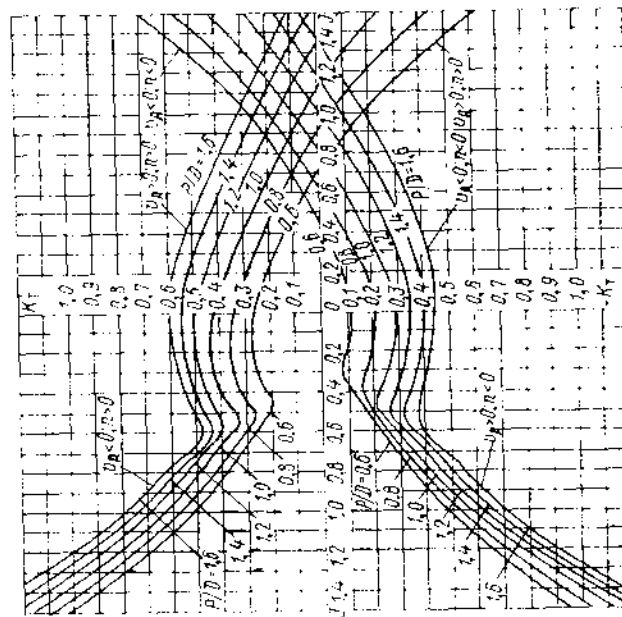


Рис. XIII.3. Кривые $K_T = f(J)$ серии винтов с $A_E/A_0 = 0,8$ при реверсе.

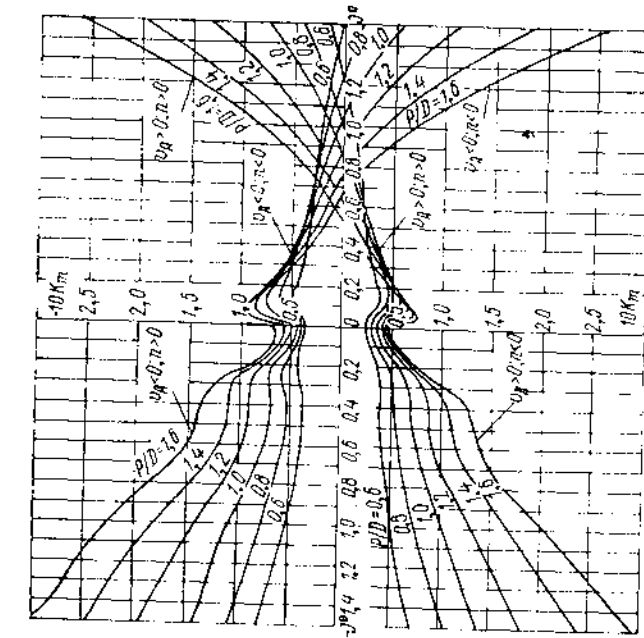


Рис. XIII.6. Кривые $K_m = f(\beta)$ серии винтов с $A_E/A_0 = 0,8$ при реверсе.

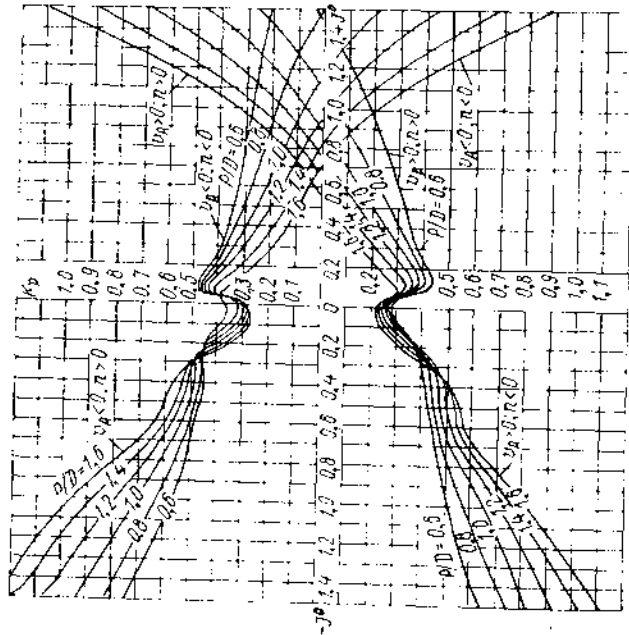


Рис. XIII.5. Кривые $K_\mu = f(\beta)$ серии винтов с $A_E/A_0 = 0,8$ при реверсе.

Поскольку при реверсе ВРШ частота вращения гребного винта изменяется в сравнительно узких пределах, результаты испытаний таких винтов могут быть представлены в форме обычных коэффициентов K_T и K_Q .

Процесс реверса судна, оборудованного ВФШ, принято разделять на следующие периоды: первый — от подачи команды о реверсировании до момента отключения двигателей; второй — от момента отключения двигателей до остановки гребных винтов; третий — от момента остановки гребных винтов до остановки судна; четвертый — от момента остановки судна до развития судном установившейся скорости противоположного направления. Анализ действия ВФШ в процессе реверса на основе рассмотрения треугольников скоростей элемента лопасти показывает, что гребной винт после изменения направления его вращения создает направленные навстречу набегающему потоку аксиальные вызванные скорости, значения которых соизмеримы со скоростью судна. В процессе торможения судна под дей-

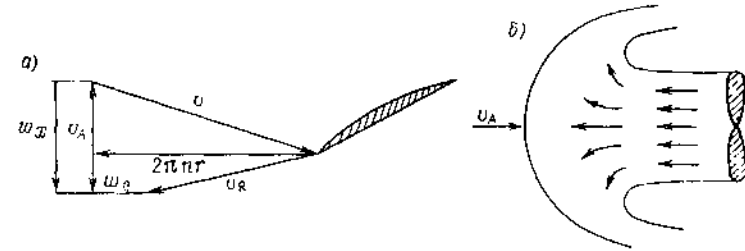


Рис. XIII.7. Треугольник скоростей (а) и схема течения вблизи винта, работающего в режиме обратной струи (б).

ствием отрицательного упора винтов наступает момент, когда вызванные скорости, направленные навстречу набегающему потоку, превосходят абсолютные значения его скорости, в результате чего формируется струя, направленная навстречу потоку, и наступает так называемый режим обратной струи. Треугольник скоростей и схема течения при этом режиме, возникшем в третьем периоде реверса, показаны на рис. XIII.7.

Если для расчета гидродинамических характеристик гребного винта на большинстве режимов реверса могут быть использованы с той или иной степенью приближения обычные соотношения вихревой теории, то для режима обратной струи должна быть построена вихревая схема, позволяющая моделировать эту форму течения. Имеется ряд работ, посвященных разработке теории и метода расчета гидродинамических характеристик винта на этом режиме [4]. Приближенная вихревая теория и практические методы расчета гидродинамических характеристик винта при произвольном режиме работы ВФШ и ВРШ разработаны А. А. Русецким и Т. Ю. Прищемлиной и детально изложены в работах [71, 72]. В частности, эти методы положены в основу схемы расчета крутящих моментов на лопастях ВРШ (см. гл. X).

Более строгий метод определения характеристик винта в процессе реверса может быть построен на основе последовательного расчета формы вихревой системы, развивающейся в процессе реверса. Подобный подход используется в [51].

§ 51. РАСЧЕТ МАНЕВРЕННЫХ КАЧЕСТВ СУДНА ПРИ РЕВЕРСИРОВАНИИ

Движение судна в процессе реверса характеризуется системой уравнений вида

$$m \frac{dv}{dt} + T_E = R; \quad (\text{XIII.4})$$

$$2\pi I \frac{dn}{dt} + Q_{\text{вп}} = Q_{\text{гп}} = Q; \quad (\text{XIII.5})$$

где m — масса судна с учетом присоединенной массы воды; T_E — тяга гребного винта; I — момент инерции вращающихся масс валопровода; $Q_{кр}$ — крутящий момент двигателя; $Q_{тр}$ — момент трения в опорах валопровода; Q — момент, необходимый для вращения вала. Данная система определяет движение одновального судна. В случае нескольких гребных валов в правой части первого уравнения записывается величина ΣT_E — сумма тяг всех гребных винтов. Если характер изменения момента двигателя при реверсе для отдельных валов судна различен, прращение каждого вала описывается отдельным уравнением.

При практическом решении уравнений значения сопротивления и характеристики винтов и двигателя принимают такими же, как при установившемся движении с теми же скоростью и частотой вращения. Влияние нестационарности учитывается лишь введением присоединенной массы воды, и расчет массы судна ведут по формуле

$$m = (1 + k_{11}) \rho V, \quad (XIII.6)$$

где $k_{11} = 0,05 \div 0,15$ — коэффициент присоединенной массы. Значения упора и момента гребных винтов определяют на основании кривых действия винта при реверсе в функции от поступи, которую вычисляют обычно по формуле

$$J = \frac{v(1 - \psi)}{nD}, \quad (XIII.7)$$

либо в функции от $J^0 = 1/J$. Для определения тяги винта используют зависимость

$$T_E = T(1 - t).$$

Однако взаимодействие гребных винтов с корпусом судна в режимах реверса значительно сложнее и недостаточно изучено. Применяя гипотезу квазистационарности, предполагают, что коэффициенты взаимодействия при реверсе равны коэффициентам взаимодействия на установившихся режимах движения. При этом допускают, что коэффициент попутного потока определяется лишь направлением движения судна и не зависит от режима работы винта. Таким образом, при движении судна вперед ψ принимают таким же, как при установившемся переднем ходе, а при движении назад — как при установившемся заднем ходе. Коэффициент засасывания на переднем ходу, при отрицательном упоре засасывание принимают равным нулю. Момент инерции вращающихся масс валопровода вычисляют как сумму моментов инерции отдельных вращающихся масс. Момент инерции гребного винта может быть вычислен по приближенной формуле

$$I_n = 0,32b_{\max} \frac{D^3}{8} \left(8D \frac{A_E}{A_0} - 2,4b_{\max} \right), \quad (XIII.8)$$

где b_{\max} — максимальная ширина лопасти.

Систему уравнений (XIII.4) и (XIII.5) решают методом численного интегрирования, который детально изложен в [4]. Результаты вычисления параметров движения судна иллюстрируются графиком рис. VIII.8.

Если пренебречь моментом инерции вращающихся масс и принять, что сопротивление судна пропорционально квадрату скорости, а гребные винты в первый период реверса создают дополнительное сопротивление ΔR , равное их сопротивлению при свободном вращении, а во втором развивают постоянный отрицательный упор, то уравнение (XIII.4) можно упростить и решить задачу в конечном виде. Полученные в результате решения системы формулы для расчета длины и времени выбега судна имеют вид:

$$L = L_n \ln \left\{ \left(1 + \frac{C + C_1}{m} v_0 \tau_1 \right)^{m/(C+C_1) L_n} \times \right. \\ \left. \times \left[1 - \frac{C v_0^2}{Z_p T \left(1 + \frac{C + C_1}{m} v_0 \tau_1 \right)^2} \right]^{m/(2C L_n)} \right\}; \quad (XIII.9)$$

$$\tau = \tau_1 + \frac{m}{\sqrt{C Z_p T}} \operatorname{arctg} \frac{v_0 \sqrt{C}}{\sqrt{Z_p T} \left(1 + \frac{C + C_1}{m} v_0 \tau_1 \right)}. \quad (XIII.10)$$

Здесь L_n — длина корпуса судна; C и C_1 — коэффициенты, определяемые из соотношений $C = R/v_0^2$;

$$C_1 = \frac{\Delta R}{v_0^2} - \frac{K_T (P_2/D) \rho D^2 (1 - \psi)^2}{(P_2/D)^2};$$

v_0 — начальная скорость судна; $K_T (P_2/D)$ — коэффициент упора при поступии нулевого момента; τ_1 — время развития двигателем полного реверсивного момента. Согласно рекомендациям И. Я. Минповича, упор винта T можно найти по приближенной формуле

$$T = 2\pi Q_{кр} / P, \quad (XIII.11)$$

где $Q_{кр}$ — момент на валу двигателя.

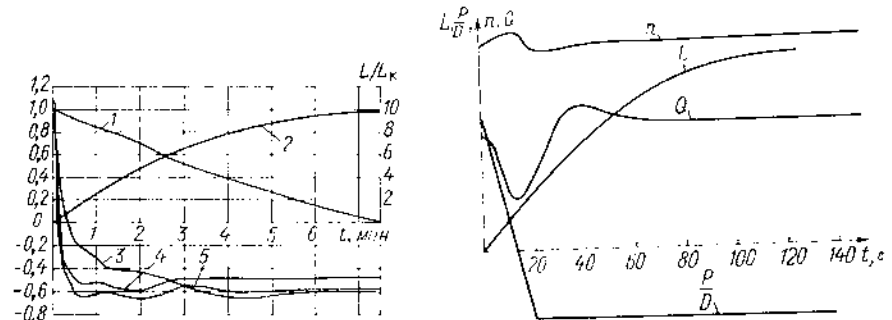


Рис. XIII.8. Параметры движения и работы двигателя судна при реверсе ВРШ в относительных величинах.

1 — скорость движения; 2 — выбег; 3 — число оборотов гребного винта; 4 — упор гребного винта; 5 — момент гребного винта.

Рис. XIII.9. Характер изменения параметров системы судно—двигатель—ВРШ при реверсе.

Исходя из аналогичных допущений получают формулы для времени и длины свободного выбега судна, т. е. пути, проходимого по инерции без реверсирования винтов. Путь и время, пройденные судном до того момента, когда его скорость станет равной $0,05v_0$, будут равны:

$$L_0 \approx 3,0 \frac{m}{C + C_1}; \quad \tau_0 \approx 19,0 \frac{m}{(C + C_1) v_0}. \quad (XIII.12)$$

Реверс судна, оборудованного ВРШ, принято подразделять на следующие периоды.

1. Поворот лопастей гребного винта (лопасти поворачиваются из положения, соответствующего первоначальной скорости переднего или заднего хода, в положение, соответствующее движению судна в обратном направлении).

2. Торможение судна (скорость судна под действием отрицательного упора, развиваемого винтом, уменьшается до нуля).

3. Развитие скорости судна (скорость в обратном направлении возрастает до установившегося значения).

Процесс реверса судна с ВРШ описывается уравнениями, аналогичными уравнениям (XIII.4) и (XIII.5). При решении этих уравнений используют те же упрощающие допущения, касающиеся коэффициентов взаимодействия винта с корпусом, а также учета влияния нестационарности. Решение системы производят методом чи-

сленного интегрирования, причем интервал интегрирования зависит от времени перекадки лопастей и размеров судна. Для судов водоизмещением более 500 т достаточной точности обычно удается достичь при интервале интегрирования 0,5–1,0 с в первом периоде реверса и 1–3 с в последующих.

Типичная картина изменения параметров системы судно—двигатель—ВРШ в процессе реверса приведена на рис. XIII.9.

В настоящее время расчет ведется с помощью ЭВМ, что позволяет решать практически важную задачу об оптимальном законе перекадки, обеспечивающем минимальный выбег судна и заданные значения нагрузок на лопасти ВРШ.

Применительно к судам с ВРШ также разработаны приближенные формулы для оценки характеристик реверса. В частности, такие соотношения предложены А. А. Арефьевым [1] и Г. Г. Мартиросовым [53].

При выводе формул Арефьев принимал, что тяга винтов равна нулю в первом периоде и постоянна во втором периоде реверса. Исходя из этих допущений и полагая квадратичную зависимость сопротивления от скорости хода ($R \sim v^2$), можно решить уравнения реверса. Полный выбег судна характеризуется формулой

$$L = \frac{1}{2} \frac{c}{m} \left[\ln \frac{v_0^2}{v_1^2} + \ln \left(\frac{c}{\sum T_E} + 1 \right) \right]. \quad (\text{XIII.13})$$

Здесь v_1 — скорость судна в конце перекадки лопастей, равная

$$v_1 = \frac{v_0}{1 + \frac{c}{m} v_0 \tau_n},$$

где τ_n — время перекадки лопастей. Тягу $T_E = T$ принимают по диаграммам кривых действия из условия использования полной мощности двигателя при $v = v_0$ и номинальном числе оборотов гребного вала. Для определения T можно также использовать формулу

$$T = 2\pi Q_{кр} / P_d, \quad (\text{XIII.14})$$

где P_d — шаг заднего хода винта. Однако в этом случае точность расчета заметно снижается.

Глава XIV

РАБОТА ГРЕБНОГО ВИНТА В УСЛОВИЯХ КАЧКИ

§ 52. ВЛИЯНИЕ УСЛОВИЙ ДВИЖЕНИЯ СУДНА НА ВОЛНЕНИИ НА РАБОТУ ГРЕБНОГО ВИНТА

При движении судна на волнении гидродинамические характеристики гребного винта могут существенно измениться в силу следующих основных причин:

увеличения средней нагрузки винта вследствие роста сопротивления движению и снижения скорости судна, а также изменения коэффициентов взаимодействия с корпусом;

изменения гармонического состава (спектра) поля скоростей набегающего потока под влиянием колебаний винта и корпуса судна при качке, а также волнового движения воды;

периодического приближения винта к поверхности воды и оголения лопастей в процессе качки.

В результате повышения средней нагрузки винта снижается его КПД, а качка судна вызывает периодические изменения во времени средних за оборот гидродинамических характеристик (рис. XIV.1). Перераспределение мгновенной нагрузки по лопастям приводит к появлению дополнительных поперечных средних за

оборот периодических сил и моментов, амплитуды которых могут быть одного порядка со средними упором и вращающим моментом. Меняются гармонический состав и уровень нестационарных сил и давлений, передаваемых винтом на корпус судна и валопровод, а также интенсивность кавитационного шума. Колебания винта вблизи поверхности воды с оголением лопастей сопровождается атмосферной кавитацией, азацией потока и брызгообразованием. При этом существенно снижаются средние упор и вращающий момент и возрастают размахи их колебаний за период качки (рис. XIV.2). Это явление носит название разгона винта.

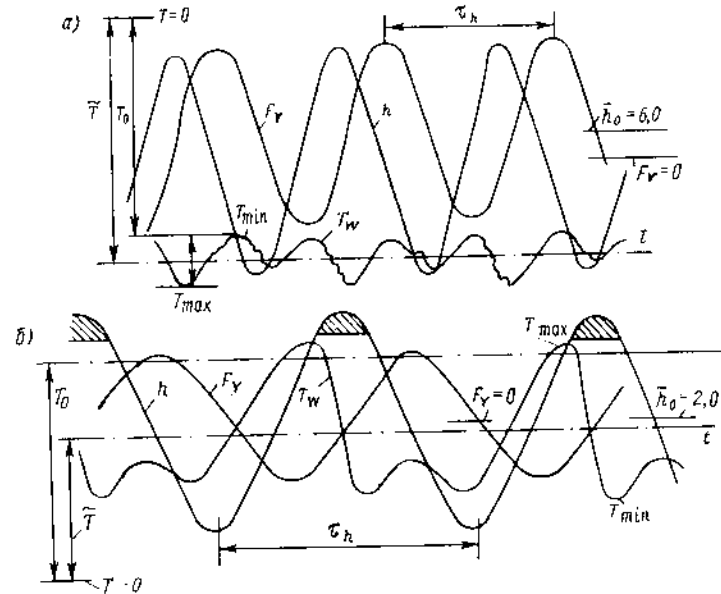


Рис. XIV.1. Колебания средних за оборот упора $T_w(t)$ и поперечной силы $F_y(t)$ при гармонических колебаниях погружения $h(t)$ винта с $P/D = 1,2$; $Z = 4$; $A_E/A_0 = 0,55$ в свободной воде [47]: а — на глубоком погружении ($h_m = 5,0$); б — на малом погружении ($h_m = 0,44$) с оголением лопастей [заштрихованные зоны $h(t)$].

При движении судна на нерегулярном волнении гидродинамические характеристики винта становятся случайными процессами в частотном диапазоне колебаний относительного погружения винта. На режимах разгона винт действует как целнейшая динамическая система и основные колебания гидродинамических сил приобретают характер случайного импульсного процесса (рис. XIV.3). Спектральный анализ результатов натурных и модельных испытаний свидетельствует о характерном росте интенсивности колебаний упора и момента в области малых частот (рис. XIV.4).

Условия работы винта определяют следующие характеристики.

1. Коэффициенты нагрузки, вычисляемые по средним значениям (обозначаемым знаком \sim) сопротивления, скорости и коэффициентов взаимодействия при движении судна на волнении (с индексом W):

$$K_{DTEW} = v_w D \left[\frac{\rho Z P}{R + \tilde{R}_{AA} + \tilde{R}_{AW}} \right]^{-1,2} \tilde{J}_W K_{TE}^{-1,2}; \quad (\text{XIV.1})$$

по упору

$$K_{DTW} = (1 - \tilde{W}_{TW}) v_w D \left[\frac{\rho (1 - \tilde{W}_{TW}) Z P}{R + \tilde{R}_{AA} + \tilde{R}_{AW}} \right]^{-1,2} \tilde{J}_W K_{TW}^{-1,2}. \quad (\text{XIV.2})$$

2. Колебания погружения оси винта $h(t)$ согласно процессу вертикальных перемещений Z_B при качке относительно волновой поверхности воды:

$$h = \bar{h} + Z_B(t, X_p, Y_p, Z_p). \quad (XIV.3)$$

Среднее погружение оси винта \bar{h} складывается из начального погружения h_0 , ординаты кормовой ходовой волны \bar{Z}_B , изменения осадки кормой на ходу ΔT_K и ординаты собственной волновой системы винта δh_0 [4]:

$$\bar{h} = h_0 + \bar{Z}_B + \Delta T_K + \delta h_0. \quad (XIV.4)$$

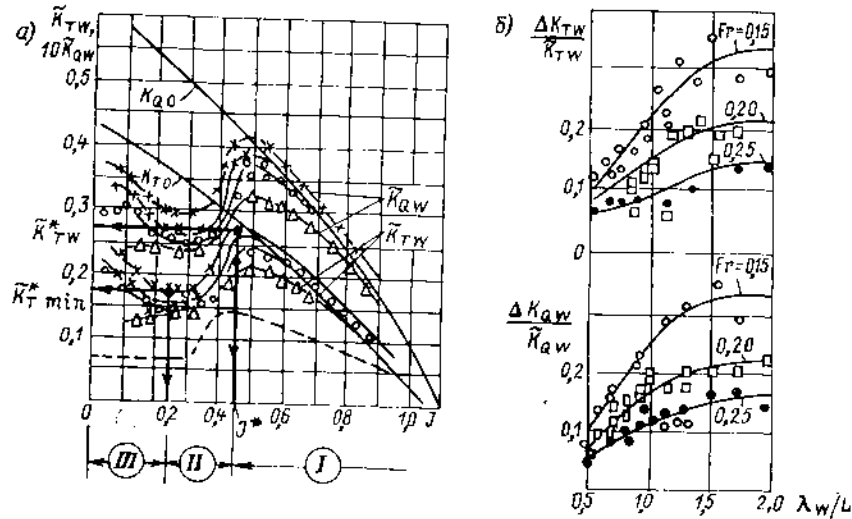


Рис. XIV.2. Средние значения \bar{K}_{TW} , \bar{K}_{QW} и размахи ΔK_{TW} , ΔK_{QW} для винта при качке: а — \bar{K}_{TW} , \bar{K}_{QW} в условиях вертикальных колебаний изолированного винта с $Z = 4$; $A_H/A_0 = 0,55$; $P/D = 1$ при $Fr_p = n\sqrt{D} = 5$ и различных значениях h_m [47]: \times — $h_m = 0,80$; $+$ — $h_m = 0,56$; \circ — $h_m = 0,32$; Δ — $h_m = 0,08$; — — — K_T без качки при $h_0 = 0,44$, $Fr_p = 5,4$; б — относительные размахи $\Delta K_{TW}/\bar{K}_{TW}$ и $\Delta K_{QW}/\bar{K}_{QW}$, определенные при испытаниях модели контейнеровоза ($L = 175$ м; $\delta = 0,57$; $h_0 = 1,8$; $h_m = 1,27$) на встречном регулярном волнении с относительной длиной волны λ_W/L [95].

Здесь

$$\delta h_0 = -2,5R \left[\left(1 + \frac{8}{\pi} K_{DTW}^2 \right)^{-1/2} - 1 \right] \times v_W (gh_0)^{-1/2} \exp(-gh_0/v_W^2) J_1(gR/v_W^2), \quad (XIV.5)$$

где J_1 — функция Бесселя. Для одновинтовых судов с обычной формой обводов

$$h_0 \approx T_K - 1,14R; \quad \bar{Z}_B \approx BFr^2. \quad (XIV.6)$$

Процесс вертикальных относительных перемещений винта определяется через кинематические характеристики качки:

$$Z_n \approx \left(0,2 \frac{\lambda_W}{L} + 0,5 \right) \xi_B - \xi_g - x_p \psi - y_p \theta, \quad (XIV.7)$$

где λ_W , ξ_B — длина и ордината набегающих волн; ξ_g , ψ , θ — перемещение при вертикальной качке и углы килевой и бортовой качек.

Справочные данные о характеристиках качки приведены в т. 2.

3. Поле мгновенных скоростей \vec{v} потока, набегающего на винт за корпусом судна (в системе координат C):

$$\vec{v}(0, r, 0_0, \omega_k t) = v_{TW} \operatorname{Re} \sum_{-m_0}^{m_0} \sum_{-N_0}^{N_0} \vec{C}_{mN_W}(r_0) e^{i\theta_n(m+Np^*)}, \quad (XIV.8)$$

где $p^* = |\omega_k|/\Omega$ — относительная кажущаяся частота качки. Систематический материал по коэффициентам \vec{C}_{mN_W} в настоящее время отсутствует. Разработанный

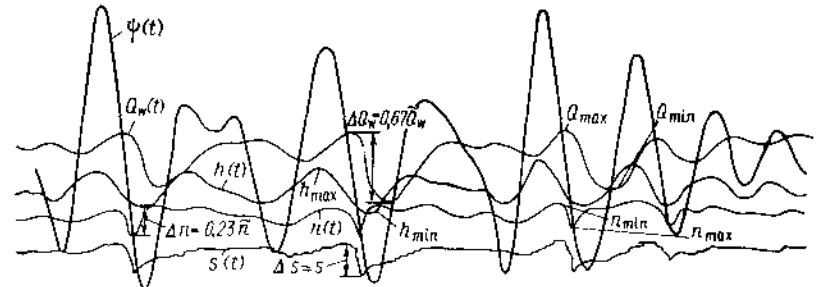


Рис. XIV.3. Колебания крутящего момента $Q_{TW}(t)$, частоты вращения $n(t)$, погружения винта $h(t)$, индикатора подачи топлива $s(t)$ и угол килевой качки $\psi(t)$ при движении судна на встречном нерегулярном 8-балльном волнении [$h_0 = 1,9$; $L = 138$ м; $Fr = 0,10$; $(h_m)_{1/3} = 0,53$].

ные методы расчета позволяют определить \vec{C}_{mN_W} только для потенциального обтекания [13, 74]. Расчет дает результаты, лишь качественно согласующиеся с экспериментом, поскольку влияние вязкого следа на изменение скоростей в диске винта при качке оказывается весьма существенным [32]. Как и при движении на тихой воде, источником практической информации о номинальном набегающем потоке остается модельный эксперимент: измерения поля скоростей за корпусом модели при движении с вынужденными колебаниями на тихой воде (рис. XIV.5) [32]. Коэффициент $|C_{00W}| = 1 - \Phi_{TW}(\bar{r}_0)$, значение которого достаточно для расчетов ходкости судна на волнении, может

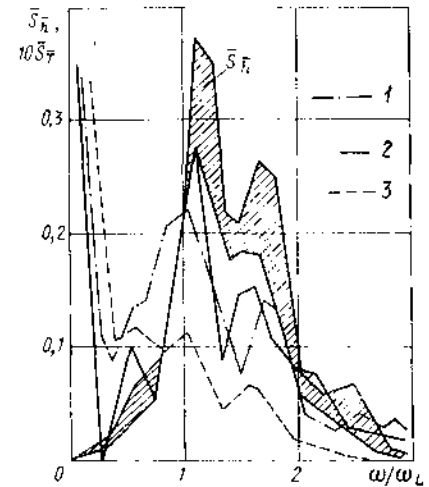


Рис. XIV.4. Безразмерные спектры погружения $\bar{S}_h = S_h \bar{\omega}/\sigma_n$ и упора $\bar{S}_\psi = S_\psi \bar{\omega}/T_0^2$ винта по модельным испытаниям некачающегося винта в условиях набегающего нерегулярного волнения и различного погружения [96]. 1 — \bar{S}_ψ при $(h_m)_{1/3} = 0,31$; 2 — \bar{S}_ψ при $(h_m)_{1/3} = 0,73$; 3 — \bar{S}_ψ при $(h_m)_{1/3} = 0,91$.

быть определен также на обычных мореходных испытаниях самоходных моделей. В зоне усиленной килевой качки распределение $\Phi_{TW}(\bar{r}_0)$ отличается повышенными значениями на внутренних радиусах (см. рис. XIV.5). При этом, однако, осредненное по диску значение меняется мало. Аналогичный вывод относительно коэффициентов попутного потока W_{TW} и засасывания t_W получен из анализа само-

ходных испытаний моделей на волнении при условии, что учитывается изменение кривых действия изолированного винта вследствие качки на малом погружении [47]. В расчетах ходкости судна на волнении применяют поэтому средние значения W_{T0} и t_0 для условий тихой воды при коэффициентах нагрузки, вычисленных по (XIV.1).

В качестве первого приближения для расчета потока скоростей согласно (XIV.8) используется предположение о «прозрачности» корпуса: изменение скорости потока $\vec{A}v_{\text{пр}}$ определяется как сумма линейных скоростей перемещений при качке \vec{v}_k и частиц волнового потока \vec{v}_w для точек диска винта:

$$\vec{v} = \text{Re} \left[\sum_{m_0} \vec{C}_{m_0}(\bar{r}_0) e^{i m_0 \theta_0} + \vec{A}v_w(\bar{r}_0, \theta_0, \omega_w t) \right]$$

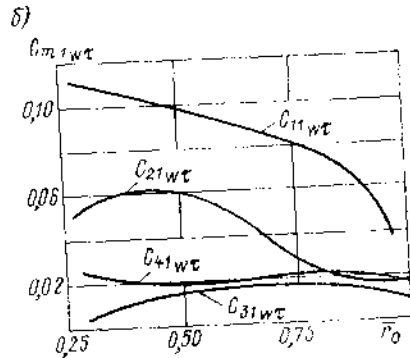
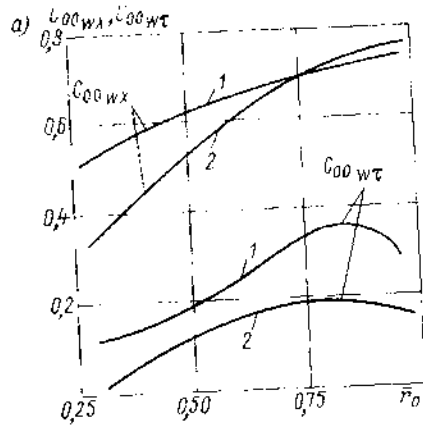


Рис. XIV.5. Коэффициенты ряда (XIV.8) при вынужденных килевых колебаниях модели судна с $L = 4,88$ м; $\delta = 0,70$; $D = 0,20$ м; $h_0 = 0,85$; a — средние значения C_{00wT} и C_{00wx} при качке (1) и на тихой воде (2); b — коэффициенты $C_{m_0 wT}$ ($m = 1, 2, 3, 4$; $N = 1$).

$$\vec{A}v_w = \vec{v}_k(\bar{r}_0, \theta_0, \omega_w t) + \vec{v}_w(\bar{r}_0, \theta_0, \omega_w t)$$

$$= \text{Re} \left[\vec{C}_{w1e} e^{i p^* \theta_0} + \vec{C}_{w2e} e^{i \theta_0 (1-p^*)} + \vec{C}_{w3e} e^{i \theta_0 (1+p^*)} \right] \quad (XIV.9)$$

Коэффициенты \vec{C}_{w1e} в (XIV.9) выражаются через амплитудные и фазовые частотные характеристики [47, 108].

Учет влияния условий (XIV.3), (XIV.8) и (XIV.9) на гидродинамические характеристики винта проводят исходя из реакции на единичные гармонические колебания (индекс A относится к амплитудам):

$$h = \bar{h} + h_A \sin p^* \theta_0; \quad h = h_0 R; \quad (XIV.10)$$

$$\vec{\lambda} = \vec{\lambda} + \vec{\lambda}_A \cos p^* \theta_0; \quad \vec{\lambda} = \vec{v} / \Omega R. \quad (XIV.11)$$

Зависимость коэффициентов гидродинамических сил от p^* , \bar{h} , \bar{h}_A , $\vec{\lambda}$ определяется методами теоретического расчета и модельного эксперимента.

§ 53. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ РАСЧЕТА ДЕЙСТВИЯ ГРЕБНОГО ВИНТА ПРИ КАЧКЕ

Расчетные теоретические методы для колеблющегося винта разработаны при общем предположении о глубоком погружении (минимальное погружение оси $\bar{h}_m = \bar{h} - \bar{h}_A > 2$). Это ограничивает возможность определения существенных для расчетов ходкости изменений упора и крутящего момента винта, которые происходят в условиях малого погружения и определяются экспериментально. Теория служит основным средством нахождения средних за оборот поперечных сил и моментов и всех составляющих мгновенной нестационарной нагрузки.

Гипотеза стационарности. Метод эквивалентной поступи. По гипотезе стационарности предполагается, что гидродинамика винта при нестационарном обтекании лопастей такая же, как и при стационарной его работе в каждый момент времени с кинематическими параметрами, соответствующими мгновенному полю скоростей внешнего потока. Определяемые таким путем гидродинамические характеристики винта называются квазистационарными. Могут быть применены любые методы расчета винта в однородном стационарном потоке, если вместо поступи $\lambda_{AX} = \lambda_t$ ввести эквивалентную мгновенную поступь элемента лопасти

$$\lambda_{t0}^{(j)} = \bar{r} (g \beta(\bar{r}, \theta_j)),$$

где $\theta_j = \theta_0 + j\beta$. При качке согласно (XIV.11)

$$\lambda_{t0}^{(j)} = \lambda_t \left(1 - \lambda_{AX} \cos p^* \theta_0 \right) \left(1 - \frac{\lambda_{AY}}{r} \sin \theta_j \cos p^* \theta_0 \right)^{-1}. \quad (XIV.12)$$

Наиболее простые расчетные формулы получены И. Я. Минновичем [4, 55] при использовании эквивалентного радиуса лопасти \bar{R}_0 и кривых действия винта на тихой воде (с индексом «0») в виде

$$K_{T0} = \bar{K}_{T0} \left(1 - \frac{\lambda_t}{\lambda_{t1}} \right); \quad K_{Q0} = \bar{K}_{Q0} \left(1 - \frac{\lambda_t}{\lambda_{t2}} \right), \quad (XIV.13)$$

где λ_{t1} и λ_{t2} — поступи нулевого упора и нулевого момента соответственно. Коэффициенты основных дополнительных средних за оборот сил и моментов определяются по формулам

$$\begin{aligned} \Delta K_{TW} &= \bar{K}_{T0} \left[\frac{\lambda_{AY}^2}{4\bar{R}_0^2} + \frac{\lambda_t}{\lambda_{t1}} \lambda_{AX} \cos p^* \theta_0 + \frac{\lambda_{AY}^2}{4\bar{R}_0^2} \cos 2p^* \theta_0 \right]; \\ \Delta K_{QW} &= \bar{K}_{Q0} \left[\frac{\lambda_{AY}^2}{4\bar{R}_0^2} + \frac{\lambda_t}{\lambda_{t1}} \lambda_{AX} \cos p^* \theta_0 + \frac{\lambda_{AY}^2}{4\bar{R}_0^2} \cos 2p^* \theta_0 \right]; \\ \bar{F}_{YW} &= \bar{K}_{Q0} \bar{R}_0^2 \left(2 - \frac{\lambda_t}{\lambda_{t2}} \right) \lambda_{AY} \cos p^* \theta_0; \\ \bar{M}_{YW} &= \bar{K}_{T0} \frac{1}{4} \left(2 - \frac{\lambda_t}{\lambda_{t1}} \right) \lambda_{AY} \sin p^* \theta_0. \end{aligned} \quad (XIV.14)$$

Согласно выражениям (XIV.14) вертикальные колебания винта приводят к среднему по времени увеличению K_T , K_Q и их колебаниям с удвоенной частотой качки (причем эти изменения имеют второй порядок малости по λ_{AY} и для винта за корпусом практически не проявляются), а также дают поперечную нагрузку первого порядка. Колебания горизонтальной скорости внешнего потока приводят главным образом к колебаниям K_T и K_Q с частотой качки и амплитудами первого порядка по λ_{AX} . Эксперимент подтверждает эти результаты (см. рис. XIV.1), однако для поперечной нагрузки — лишь качественно, поскольку F_Y и M_Y обусловлены окружной неоднородностью потока, влияние которой существенно связано с нестационарностью обтекания лопастей за оборот винта. Уточненные способы расчета действия винта при качке методом эквивалентной поступи приведены в [9, 56].

Полная гидродинамическая нагрузка при нестационарном движении винта может быть определена как сумма трех составляющих: квазистационарной, инерционной и нагрузки, обусловленной влиянием нестационарного вихревого следа. Инерционная нагрузка имеет потенциальную природу и определяется расчетом в предположении бесциркуляционного обтекания лопастей. Инерционные силы и моменты выражаются через присоединенные массы лопасти и винта в целом [47].

Влияние нестационарного вихревого следа приближенно учитывается исходя из гипотезы плоских сечений по теории нестационарного движения профиля крыла [9, 85]. Поскольку, однако, это влияние существенно зависит от малого удлинения лопастей и сложной формы их вихревого следа, наиболее эффективно применение вихревой теории нестационарного движения винта.

Методы вихревой теории. Применительно к колеблющемуся винту общие положения поверочного расчета винта по вихревой теории (см. § 3б) дополняются следующими:

— нестационарность обтекания каждой лопасти связана с периодическими колебаниями скорости потока как за оборот, так и за период качки;

— вихревая пелена за винтом деформируется согласно периодическому сколу набегающего потока под углом $\chi(t)$ к оси винта:

$$\operatorname{tg} \chi = \frac{\lambda_{AY}}{\lambda_t} \cos \omega t. \quad (\text{XIV.15})$$

Разработаны три основных метода.

Теория малых колебаний винта типа НЕЖ дает возможность получить функцию влияния нестационарности L как поправку к квазистационарной индуктивной скорости ω_0 :

$$\omega = \omega_0 \operatorname{Re} \{ L(S) e^{i p^* \theta_0} \}. \quad (\text{XIV.16})$$

Здесь

$$L(S) = S \left\{ I_0(rS) K_1(S) + i \frac{\pi}{2} [L_{-1}(S) - I_1(S)] \right\}; \quad S = p^* / \lambda_t,$$

где K_1 , I_0 , I_1 , L_{-1} — модифицированные функции Бесселя и Струве.

Дополнительный анализ потока движителя со струей, отклоненной на угол χ , приводит к функции влияния деформации следа:

$$L_\chi \approx 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda_{AY}}{\lambda_t} \right)^2 + \frac{\lambda_{AY}}{\lambda_t} \left(\frac{1}{3} \cos \theta_0 - \frac{\lambda_t}{r} \sin \theta_0 \right) \cos p^* \theta_0. \quad (\text{XIV.17})$$

Функции L , L_χ вводятся в квазистационарный расчет неоптимального умеренно нагруженного винта (по схеме несущей линии) [47].

Расчет по линейной теории нестационарной несущей поверхности для винта при качке имеет следующие особенности [10]. Поскольку в уравнение (IV.57) для определения вихревой интенсивности $\gamma_b^{(j)}$ лопасти входят скорости внешнего потока, вычисляемые по (XIV.8), то $\gamma_b^{(j)}$, $\omega^{(j)}$ и $v_R^{(j)}$ определяют в аналогичном виде, например:

$$\gamma_b^{(j)} = \operatorname{Re} \left\{ \sum_{-k_0}^{k_0} \sum_{-l_0}^{l_0} \gamma_{bkl}^{(j)} e^{i(k+l p^*) \left(\theta_0 + \frac{2\pi j}{Z} \right)} \right\}. \quad (\text{XIV.18})$$

Задают отклонение вихревого следа согласно (XIV.15):

$$\Delta y_W = x \frac{\lambda_{AY}}{\lambda_t} \cos p^* \theta_0. \quad (\text{XIV.19})$$

Соответствующую добавочную индуктивную скорость $\Delta \omega_c$ определяют по «методу 3/4»:

$$\Delta \omega_c(t, x, r_1, \theta_1) = \frac{1}{4\pi} \int_{r_H - \theta_1}^1 \int_0^\infty \frac{\partial}{\partial n} \left[\Gamma_{Wc}^{(j)}(\rho, \theta_0 - \tau) \frac{\partial}{\partial n_c} (R_c^{(j)})^{-1} - \Gamma_{Wc}^{(j)}(\rho, \theta_0 - \tau) \frac{\partial}{\partial n_c} (R_c^{(j)})^{-1} \right] d\tau d\rho, \quad (\text{XIV.20})$$

где $\theta_1(\rho)$ — координата начала деформации пелены (на $3/4$ ширины лопасти от входящей кромки); n, n' — нормали к поверхности лопасти и вихревого следа; $R_c^{(j)}, R^{(j)}$ — расстояния между точками (x_1, r_1, θ_1) на j -й лопасти и (x, ρ, τ) на вихревой пелене с учетом (индекс «с») и без учета ее деформации соответственно. При этом

$$R_c^{(j)} = \left\{ (R^{(j)})^2 + \Delta y_W [\Delta y_W - 2(r_1 \cos(\theta_0 + \theta_1) - \rho \cos(\theta_0 - \tau + \chi_j))] \right\}^{1/2}. \quad (\text{XIV.21})$$

Расчет $\Gamma_{Wc}^{(j)}$ ведут последовательными приближениями (в первом приближении $\Gamma_{Wc}^{(j)} = \Gamma_{Wc}^{(j)}$). Гидродинамические силы и моменты определяют через $\vec{v}_b^{(j)}$ и $\vec{v}_R^{(j)}$ по формуле Н. Е. Жуковского в виде двойных рядов.

Результаты расчета \vec{v}_R в сравнении с экспериментом приведены на рис. XIV.6.

Метод дает согласующиеся с экспериментом результаты для слабых и умеренных нагрузок ($\tilde{C}_T < 3$), причем в последнем случае в формуле (XIV.19) λ_t заменяется на λ_{t0} .

Теория нелинейной нестационарной несущей поверхности характеризуется тем, что при определении интенсивности вихрей, формы вихревого следа, индуктивных скоростей и гидродинамических давлений винт не предполагается слабоагрессивным. Практический расчет для винта при качке выводят численно по методу дискретных вихрей [11, 51]. Непрерывное распределение $\vec{v}_b^{(j)}$ по опорной поверхности лопасти, геометрия которой задана в общем виде (см. § 3), заменяют дискретным в виде сетки прямолинейных вихревых отрезков, каждый из которых имеет постоянную по длине напряженность (рис. XIV.7). Пелену за лопастью образует сетка из вихревых отрезков, сошедших в след за время от $t = 0$ до расчетного момента $t = t$. При этом радиус-вектор $\vec{r}^{(j)}$ для узловых точек определяют из условия, что вихревые элементы следа располагаются по траекториям движения жидких частиц с переносной скоростью v_E :

$$\vec{r}_l^{(j)} = \vec{r}_1^{(j)} + (\vec{v}_R^{(j)} - \vec{v}_E^{(j)})_{l-1} \Delta t \quad (l = 1, 2, \dots). \quad (\text{XIV.22})$$

Скачок давления на лопастях $[\bar{p}]^{(j)}$ находят непосредственно через интеграл Лагранжа:

$$[\bar{p}]^{(j)} = [v_R^2]^{(j)} - 2 \frac{\Delta \Gamma^{(j)}}{\Delta t}. \quad (\text{XIV.23})$$

В расчет $[\bar{p}]^{(j)}$ входит нагрузка, связанная как с окружным, так и с радиальным обтеканием лопасти.

Результаты расчета для условий (XIV.11) приведены на рис. XIV.7—XIV.9. На рис. XIV.7 показано поле скоростей и положение свободного концевой вихря в момент, когда винт при качке проходит среднее положение. Характерно отклонение потока за винтом. На рис. XIV.8 приведено распределение перепада давлений по радиусу на каждой из четырех лопастей винта для разных моментов времени.

Метод дает согласующиеся с экспериментом результаты для больших нагрузок (см. рис. XIV.9).

Экспериментальные методы. Для получения экспериментальных данных, непосредственно используемых в практических расчетах действия винта при качке, проводят следующие модельные испытания в опытовом бассейне [31, 32, 47, 78, 94 — 96, 109]:

- вынужденные колебания модели винта в свободной воде на большом погружении с целью проверки и корректировки расчетных теоретических методов;
- вынужденные вертикальные колебания модели винта в свободной воде на малом погружении с целью определения влияния атмосферной кавитации;
- вынужденные колебания модели судна с измерением номинального поля мгновенных скоростей за корпусом в диске винта и нестационарных гидродинамических сил;

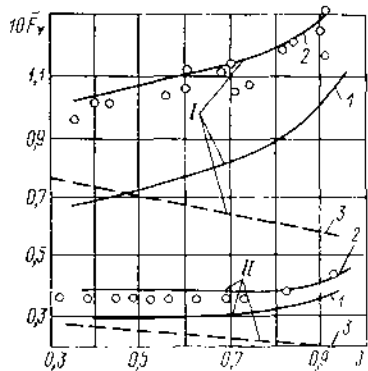
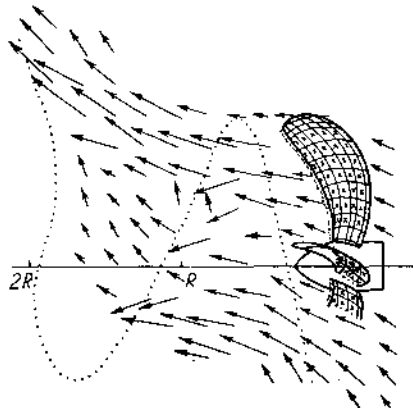


Рис. XIV.6. Коэффициент амплитуды вертикальной силы гребного винта при $p^* = 0,1$ при различных λ_{DV} и h_n по расчету и эксперименту: I — $\lambda_{DV} = 0,47$; $h_n = 1,5$; II — $\lambda_{DV} = 0,18$; $h_n = 0,57$.

I — расчет по вихревой теории без учета склона потока II: 2 — расчет по вихревой теории с учетом склона потока III: 3 — расчет по формулам (XIV.14) при $\bar{R}_h = 0,6$; O — экспериментальные данные [17].

Рис. XIV.7. Вид расчетного вихревого потока винта с $Z = 4$; $A_P/A_0 = 0,55$; $P/D = 1,2$ по методу дискретных вихрей.



испытания самоходной свободной модели судна либо в жесткой запряжке на регулярном волнении для определения средних значений ω_{DTW} , t_W и η_{DTW} и учета влияния экранирующего эффекта реакции корпуса на атмосферную кавитацию;

испытания моделей винтов на упругом валу методом свободных колебаний для определения присоединенных масс;

Проводят и другие виды испытаний в условиях регулярной и нерегулярной качек, в основном исследовательского характера [109].

Гидродинамические силы и моменты измеряют с помощью динамометрической аппаратуры. Дополнительно к общим условиям моделирования (см. § 10) учитывают условия подобия по λ_A , p^* , числу атмосферной кавитации винта x_h и числу Фруда по погружению Fr_h . В предположении, что при атмосферной кавитации лопастей давление в воздушных кавернах равно атмосферному, имеют

$$x_h = gh(n\sqrt{D})^{-2} = 2Fr_h^2, \quad Fr_h = nD(gh)^{-1/2}. \quad (XIV.24)$$

Подобие по критериям Эйлера и Фруда соблюдается, таким образом, совместно. Для учета эффектов капиллярности воды обеспечивается закритический режим по числу Вебера:

$$We = \alpha_{II} [m^2 D^3]^{-1} \geq 3 \cdot 10^{-5}.$$

Испытания проводят при различных значениях h_n , b_d , p^* , J , x_h , причем особое внимание уделяют обеспечению стабильности поддержания постоянных значений частот Ω и ω за время каждого режима. Регистрируют процессы измерения средних за оборот упора, момента и поперечной сил [69].

Наиболее существенные результаты испытаний относятся к условиям малого погружения ($h_m < 1$). На средних кривых действия винта имеются три характерные зоны (см. рис. XIV.2):

I — оголение лопастей при качке слабо влияет на \tilde{K}_{DTW} и \tilde{K}_{QTW} , а поперечная нагрузка остается такой же, как в условиях большого погружения; прососа воздуха не происходит либо наблюдается частичная аэрация потока; при оголении лопастей наблюдается струйное обтекание винта без бриз;

II — периодический захват винтом воздуха вызывает развитую атмосферную кавитацию лопастей и полную аэрацию потока, в условиях которых \tilde{K}_{DTW} и \tilde{K}_{QTW} резко снижаются от максимальных до минимальных значений; уменьшается и ам-

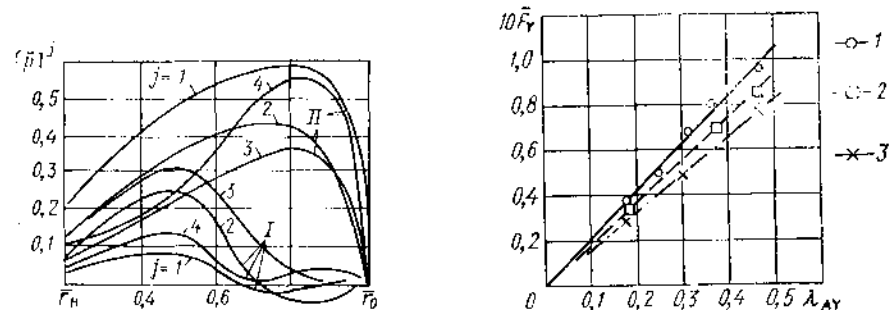


Рис. XIV.8. Результаты расчета перепада давлений по лопастям ($i = 1, 2, 3, 4$) в различные моменты за период качки при $J_W = 0,2$; $\lambda_{DV} = 0,47$; $p^* = 0,1$.

I — $p^* = 0,1$; II — $p^* = 0,15$.

Рис. XIV.9. Сопоставление результатов эксперимента и расчета по методу дискретных вихрей для коэффициента амплитуды вертикальной силы винта с $P/D = 1,2$; $J_W = 0,1$; $p^* = 0,05 \div 0,1$; $Z = 4$; $A_P/A_0 = 0,55$.

I — экспериментальные данные; 2 — расчет с учетом склона вихревой поверхности; 3 — расчет без учета склона вихревой поверхности.

плитуда поперечной силы, но возрастают значительно амплитуды колебаний K_{DTW} и K_{QTW} ;

III — зона насыщения струн воздухом; возможен некоторый рост \tilde{K}_{DTW} и \tilde{K}_{QTW} в районе шаргового режима.

Наступление режима II характеризуется соответствующим значением коэффициента нагрузки $K_{DTW}^* = J_W^* (K_{DTW}^*)^{1/2}$ (см. рис. XIV.2). Срывы \tilde{K}_{DTW} и \tilde{K}_{QTW}

происходят практически при одной и той же нагрузке, так что K_{DTW}^* служит основной мерой активности воздействия атмосферной кавитации винта на его средние гидродинамические характеристики. Общая тенденция зависимости K_{DTW}^*

(и уровня максимального снижения $\Delta \tilde{K}_{DTW}$ и $\Delta \tilde{K}_{QTW}$) от режима работы винта при качке достаточно определена связана с числом атмосферной кавитации по минимальному погружению

$$z_m = gh_m(n\sqrt{D})^{-2} = 2Fr_{hm}^2. \quad (XIV.25)$$

Из геометрических параметров винта наибольшее влияние на K_{DTW}^* оказывает P/D . На рис. XIV.10 приведены зависимости K_{DTW}^* от z_m при различных значениях P/D [47].

Отметим, что вид средних кривых действия винта при качке на малом погружении такой же, как у частично погруженного винта на тихой воде (см. рис. XIV.2, пунктирная линия). В последнем случае, однако, отклонение K_T и K_Q от значений на глубоком погружении более существенно, особенно в зоне I, вследствие постоянства прососа воздуха, снижения активной площади диска и больших потерь на волнообразование. Поэтому к оценке изменения \tilde{K}_{TW} и \tilde{K}_{QW} ис-

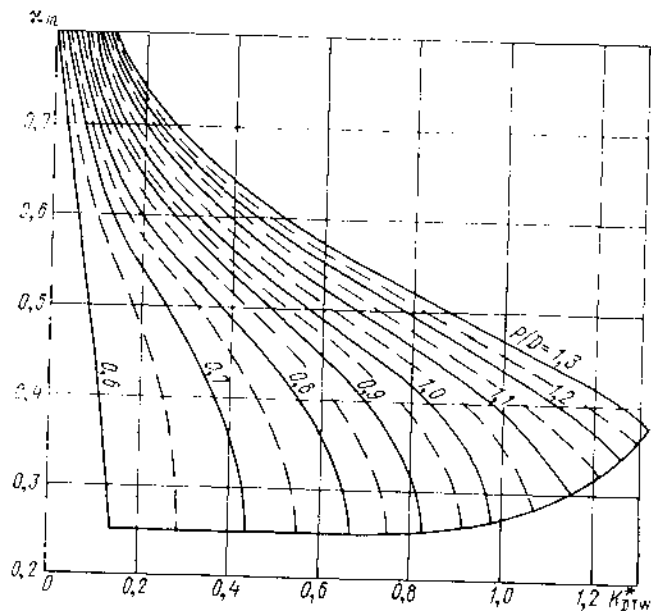


Рис. XIV.10. График для определения K_{DTW}^* .

ходя из результатов для частично погруженных винтов следует относиться с осторожностью [85, 96].

Техника и результаты измерений скоростей номинального потока в диске винта при вынужденных колебаниях модели судна на режимах качки описаны в [32] (см. § 52).

Испытания свободных самоходных моделей на волнении проводят по стандартной методике. Особенности обработки результатов таких испытаний для определения W_T , t и η_D описаны в [30, 47, 85].

§ 54. ПРАКТИЧЕСКИЙ МЕТОД РАСЧЕТА ДЕЙСТВИЯ ГРЕБНОГО ВИНТА ПРИ КАЧКЕ

Метод предназначен для определения средних за оборот винта значений K_{TW} , K_{QW} и \bar{F}_{YW} , которые необходимы при проведении расчетов ходкости судна на волнении. Он основан на представлении гидродинамических сил и моментов в функции от кинематических параметров движения винта при качке.

Основные этапы расчета следующие.

1. Считают, что в условиях регулярного волнения определенной интенсивности и направления (высота $2\lambda_A$, длина λ_W и угол встречи β_W волн заданы) судно движется с постоянными средними значениями скорости \bar{v}_W и частоты вращения винта \bar{n}_W . Характеристики качки судна и, следовательно, \bar{h}_A и $\bar{\lambda}_A$ в (XIV.10)

и (XIV.11) известны. Полагают, что амплитуда $\bar{\lambda}_A$ определена в центре диска винта и выполняются условия

$$\tilde{J}_W = \pi \tilde{\lambda}_x = \frac{\bar{v}_W (1 - \omega_T t)}{\bar{n}_W D}; \quad \tilde{\lambda}_y = \tilde{\lambda}_z = 0. \quad (XIV.26)$$

Режим работы винта по средней нагрузке характеризуется коэффициентом

$$\tilde{K}_{DTW} = K_{DT0}(\tilde{J}_W). \quad (XIV.27)$$

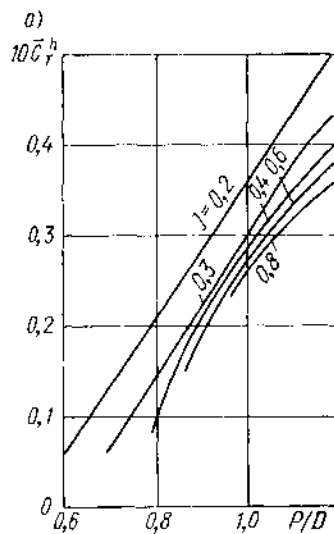
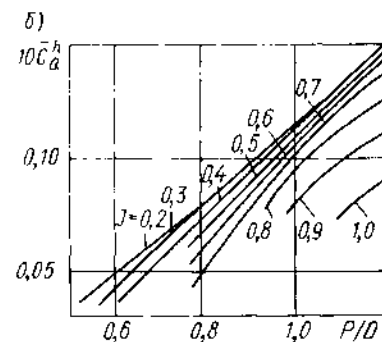


Рис. XIV.11. Графики для определения $\bar{C}_T^h(a)$ и $C_Q^h(b)$.



Формулы для расчета K_{TW} , K_{QW} и \bar{F}_{YW} следующие:

$$\begin{aligned} K_{TW} &= K_{T0}^W - \Delta \tilde{K}_{TW} = [C_T^h \bar{h}_A + \bar{\mu}_{11} \rho^* \lambda_{AX}] \sin \omega_K t + C_T^{v_0} \lambda_{AX} \cos \omega_K t + \\ &+ C_T^{v_0^2} (\lambda_{AY}^2 + \lambda_{AZ}^2) \cos 2\omega_K t; \\ K_{QW} &= K_{Q0}^W - \Delta \tilde{K}_{QW} = [C_Q^h \bar{h}_A + \frac{1}{2} \bar{\mu}_{14} \rho^* \lambda_{AX}] \sin \omega_K t + \\ &+ C_Q^{v_0} \lambda_{AX} \cos \omega_K t + C_Q^{v_0^2} (\lambda_{AY}^2 + \lambda_{AZ}^2) \cos 2\omega_K t; \\ \bar{F}_{YW} &= C_{FY}^v \lambda_{AY} \cos \omega_K t + \bar{\mu}_{22} \rho^* \lambda_{AY} \sin \omega_K t. \end{aligned} \quad (XIV.28)$$

Входящие в эти формулы коэффициенты K_{T0}^W и K_{Q0}^W находят по кривым действия винта на тихой воде (при $J = \tilde{J}_W$) для условий глубокого погружения (см. гл. III). Для определения коэффициентов C используют расчетные и экспериментальные методы (см. § 53). Экспериментальные данные получены на систематических модельных испытаниях гребных винтов серии В4, проведенных в 1965 г. в опытовом бассейне ЛКИ [47]. Средние изменения коэффициентов упора $\Delta \tilde{K}_{TW}$ и вращающего момента $\Delta \tilde{K}_{QW}$ вводят в расчет только на режимах атмосферной кавитации и вычисляют упрощенно по данным эксперимента (при $K_{DTW} < K_{DTW}^*$):

$$\Delta \tilde{K}_{TW} = q_0 K_{T0}^W; \quad \Delta \tilde{K}_{QW} = q_0 K_{Q0}^W, \quad (XIV.29)$$

где

$$q_0 = 0,6e^{-1,4x_{in}^2} \begin{cases} 1 & \text{при } \frac{P}{D} > 1; \\ \left[1,0 - 5,4 \left(\frac{P}{D} - 1 \right)^2 \right] & \text{при } \frac{P}{D} < 1. \end{cases} \quad (\text{XIV.29a})$$

Коэффициенты \bar{C}_T^h , \bar{C}_Q^h , определяемые с помощью графика рис. XIV.11, идут в расчет непосредственно при режиме II (см. рис. XIV.2), а при режиме I учитывается нелинейность по амплитуде h_A :

$$C_{T,Q}^h = \bar{C}_{T,Q}^h \begin{cases} 1 & \text{при } K_{DTW} \leq K_{DTW}^*; \\ \left(1 - \frac{h_{11}}{h_A} \right) \mathbf{1} \left(1 - \frac{h_{11}}{h_A} \right) & \text{при } K_{DTW} > K_{DTW}^*, \end{cases} \quad (\text{XIV.30})$$

где $\bar{h}_{11} = \bar{h}^*(\bar{J}_W, P/D) : \bar{h}_0 - 2 > 0$.

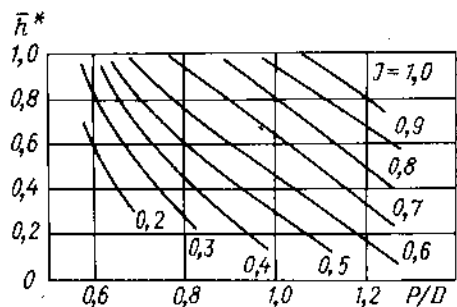


Рис. XIV.12. График для определения h^* .

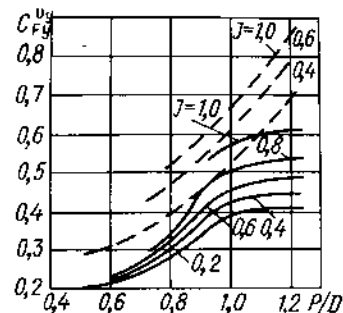


Рис. XIV.13. График для определения $C_{FV}^{v,y}$.

— при $h_{m0} > 2,0$; — при $h_{m0} < 2,0$.

Значения h^* находят по графику рис. XIV.12. Для определения $C_{FV}^{v,y}$ служит график, приведенный на рис. XIV.13. Остальные коэффициенты, входящие в (XIV.28) рассчитывают по следующим формулам:

$$C_T^{v,x} = -\bar{K}_{T0} \lambda_{11}^{-1}; \quad C_Q^{v,x} = -\bar{K}_{Q0} \lambda_{12}^{-1};$$

$$C_T^{v,y} = 0,7 \lambda_{11}; \quad C_Q^{v,y} = 0,7 \lambda_{12}; \quad (\text{XIV.31})$$

$$\bar{\mu}_{11} = \left(2,5 - 0,8 \frac{P}{D} \right) f;$$

$$\bar{\mu}_{22} = \left(0,22 \frac{P}{D} - 0,05 \right) f;$$

$$\bar{\mu}_{11} = \left(0,8 - 0,26 \frac{P}{D} \right) f \frac{P}{D}, \quad (\text{XIV.32})$$

где

$$f = \frac{10}{Z} \left(\frac{A_E}{A_0} \right)^2 \left[1,0 - 0,7 \left(\frac{A_E}{A_0} - 0,40 \right) \right].$$

При использовании одного из выражений (XIV.28) для определения K_{QW} в уравнении движения системы винт—вал—двигатель для расчета колебаний частоты вращения винта добавляется слагаемое:

$$\Delta K_{QW} = C_Q^n \bar{\Delta n}(t) + \bar{\mu}_{14} \frac{d \bar{\Delta n}(t)}{dt}, \quad (\text{XIV.33})$$

где

$$\bar{\Delta n} = \Delta n / \bar{n}; \quad C_Q^n = \bar{K}_{Q0} \lambda_{11} / \lambda_{12};$$

$$\bar{\mu}_{14} = \left(0,13 - 0,04 \frac{P}{D} \right) \left(\frac{P}{D} \right)^2 f.$$

2. Изменение гидродинамических сил и моментов винта в условиях нерегулярной качки описывают вероятностными закономерностями [47]. Применяют общепринятый в теории корабля приближенный подход: поток и винт рассматривают как единую механическую систему, обладающую передаточными свойствами по отношению к входным $[h(t), \vec{v}(t)]$ и выходным $[\vec{F}(t), \vec{M}(t)]$ случайным процессам. Основным входным процессом считают нерегулярные колебания погружения гребного винта $h(t)$ [см. формулы (XIV.3)–(XIV.7)], которые представляют собой стационарный нормальный случайный процесс. Его характеристики: среднее значение \bar{h} , дисперсия σ_h^2 , средняя частота ω_h , средняя частота огибающей ω_* , спектр $S_h(\omega)$ и его средняя частота ω_1 . Эти характеристики определяют при расчете нерегулярной качки либо экспериментально. Показателем ширины спектра $S_h(\omega)$ служит относительная частота минимального погружения

$$\bar{\omega}_* = \frac{\omega_*}{\omega_h} = \left[1 - \left(\frac{\omega_1}{\omega_h} \right)^2 \right]^{1/2}.$$

Все перечисленные характеристики колебаний погружения винта, а также \bar{v}_{1W} и \bar{n}_W считаются заданными в зависимости от условий плавания: высоты волн 3%-ной обеспеченности $h_{3\%}$, степени развитости волнения q_w и курсового угла встречи волн β_w .

Коэффициент средней нагрузки винта \bar{K}_{DTW} определяется по формулам (XIV.2), (XIV.27) и при заданных условиях плавания имеет постоянное значение. Все зависящие от $h(t)$ характеристики винта рассматривают как случайные процессы.

Расчетная схема действия винта представлена на рис. XIV.14. Исходный процесс $h(t)$ имеет огибающую $h_m(t)$, которую, согласно формуле (XIV.25), линейно отслеживают флуктуации параметра $x_m(t)$. В соответствии с зависимостью, изображенной на рис. XIV.10, этим флуктуациям отвечают случайные колебания $K_{DTW}(t)$. Зона нагрузок, при которых винт интенсивно подкачивает воздух, пульсирует, сужаясь и расширяясь вместе с ее границей K_{DTW}^* . Пока траектория процесса $K_{DTW}^*(t)$ не достигает постоянного уровня \bar{K}_{DTW} , режим винта не «захватывается» зоной развитой атмосферной кавитации. Согласно (XIV.29) и (XIV.30) колебания $K_{TW}(t)$ и $K_{QW}(t)$ представляют собой «непрерывные» случайные процессы $\Delta K_{T,Q}[\Delta \bar{h}(t)]$ на частотах процесса $\Delta \bar{h}(t)$. В отдельные случайные моменты времени зона критической нагрузки захватывает режим работы винта и происходят резкие срывы-импульсы средних значений $\Delta K_{T,Q}[\bar{h}_m(t)]$ на частотах процесса $\bar{h}_m(t)$. Колебания «непрерывных» и импульсы «средних» сил имеют спектры на различных частотных диапазонах и рассматриваются поэтому как одновременно протекающие независимые случайные процессы. В соответствии с этой схемой:

$$K_{TW,QW}(t) = K_{T0,Q0}^W + \Delta K_{T,Q}[\Delta \bar{h}(t)] - \Delta K_{T,Q}^*[\bar{h}_m(t)]. \quad (\text{XIV.34})$$

Дисперсия колебаний $\sigma_{T,Q}^2$ и их спектры $S_{T,Q}$ равны соответственно сумме дисперсий и спектров составляющих:

$$\sigma_{T,Q}^2 = \left(\sigma_{T,Q}^h \right)^2 + \left(\sigma_{T,Q}^* \right)^2;$$

$$S_{T,Q}(p^*) = S_{T,Q}^h(p^*) + S_{T,Q}^*(p^*). \quad (\text{XIV.35})$$

При расчете «непрерывных» колебаний с учетом выражения (XIV.30) используют статистическую линеаризацию и преобразование спектра $S_{\dot{h}}|\omega_k|$, в результате

$$\sigma_{\bar{T}, \bar{Q}}^H = \left[1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\bar{h}_H}{\bar{\sigma}_H} \right) \right] \bar{C}_{T, Q}^H \bar{\sigma}_H; \\ S_{\bar{T}, \bar{Q}}^H(p^*) = \left(\frac{\sigma_{\bar{T}, \bar{Q}}^H}{\bar{\sigma}_H} \right)^2 S_{\bar{h}}(p^*), \quad (\text{XIV.36})$$

где $\bar{\sigma}_H = \sigma_H/R$; $\bar{C}_{T, Q}^H$ находят по графикам рис. XIV.11 и интеграл вероятности $\operatorname{erf}(x) \approx [1 - \exp(-0,63x^2)]^{1/2}$. (XIV.37)

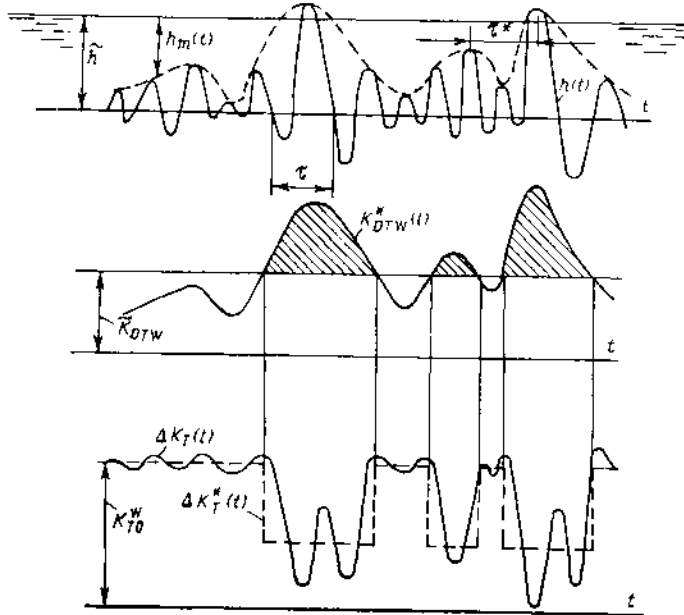


Рис. XIV.14. Расчетная схема разгона винта при качке.

Импульсный процесс разгона винта] характеризует случайная единичная функция

$$\mathbf{1}(t) \equiv \mathbf{1}(K_{DTW}^* - K_{DTW}) = \begin{cases} 1 & \text{при } K_{DTW}^*(t) \geq \bar{K}_{DTW}; \\ 0 & \text{при } K_{DTW}^*(t) < \bar{K}_{DTW}. \end{cases} \quad (\text{XIV.38})$$

В соответствии с выражением (XIV.38) стандарты колебаний

$$\sigma_{\bar{T}, \bar{Q}}^* = q_0 (\chi_m)_{1/3} K_{T0}^W, \quad (\text{XIV.39})$$

где q_0 определяется по (XIV.29) при «значительном» значении $(\chi_m)_{1/3}$, равном

$$(\chi_m)_{1/3} = g \left(\frac{\bar{h} - 2\bar{\sigma}_H}{\bar{h}} \right) (\bar{n} \sqrt{\bar{D}})^{-2}. \quad (\text{XIV.40})$$

Приближенное выражение для непрерывных частей спектров $S_{\bar{T}, \bar{Q}}^*$ следующее:

$$S_{\bar{T}, \bar{Q}}^*(p^*) = \frac{(\sigma_{\bar{T}, \bar{Q}}^*)^2}{\pi \omega_h} \frac{4(\bar{\omega}_*)^2}{1 + m_1 + m_2} \left[\frac{1}{(p^*)^2 + 4(\bar{\omega}_*)^4} + \frac{2m_1}{(p^*)^2 + 16(\bar{\omega}_*)^4} + \frac{3m_2}{(p^*)^2 + 36(\bar{\omega}_*)^4} \right]. \quad (\text{XIV.41})$$

Здесь

$$\bar{p}^* = p^*/\bar{\omega}_h; \quad \bar{\omega}_h = \omega_h/\Omega; \\ m_1 = \left(1 - \frac{1}{4} \chi_b^2 \right)^2; \\ m_2 = \left(1 - \frac{1}{2} \chi_b^2 + \frac{1}{24} \chi_b^4 \right)^2,$$

причем

$$\chi_b = \frac{\bar{K}_{DTW} - \bar{K}_{DTW}^*}{a \bar{\sigma}_H}, \quad (\text{XIV.42})$$

где $\bar{K}_{DTW}^* = K_{DTW}^*(\bar{x})$; $\bar{x} = g \bar{h} (\bar{n} \sqrt{\bar{D}})^{-2}$;

$$a = \frac{2,2g}{\bar{n}^2 \bar{D}} \left(\frac{P}{D} - 0,55 \right)^{1/2} \quad \text{при } \frac{P}{D} > 0,55.$$

Для коэффициента вертикальной силы согласно (XIV.28) входным процессом служит $\frac{dh}{dt}$. Формулы для расчета стандарта $\sigma_{\bar{F}_Y}$ и спектра $S_{\bar{F}_Y}$ следующие:

$$\sigma_{\bar{F}_Y} = \bar{\sigma}_H \bar{\omega}_H \left[(C_{F_Y}^y)^2 + \mu_{22}^2 \omega_h^2 \right]^{1/2}; \\ S_{\bar{F}_Y}(p^*) = \left[(C_{F_Y}^y)^2 + (\mu_{22}^2 p^{*2}) \right] (p^*)^2 S_{\dot{h}}(p^*). \quad (\text{XIV.43})$$

Для рассмотренных процессов нерегулярных колебаний $K_{QW}(t)$, $K_{TW}(t)$ и $\bar{F}_{YW}(t)$ значения средних амплитуд равны $1,25\sigma_{\bar{T}, \bar{Q}}$, \bar{F}_Y , «значительных» амплитуд $2,0\sigma_{\bar{T}, \bar{Q}}$, \bar{F}_Y и амплитуды с обеспеченностью 3% $2,64\sigma_{\bar{T}, \bar{Q}}$, \bar{F}_Y .

Общей характеристикой режима работы винта при нерегулярной качке служит вероятность атмосферной кавитации

$$\mathcal{P}_K = \exp \left[-\frac{1}{2} \chi_b^2 \right] \leq 1. \quad (\text{XIV.44})$$

Вероятность \mathcal{P}_K имеет смысл среднего суммарного относительного времени действия винта в условиях разгона, причем

$$\mathcal{P}_K = \bar{v} \bar{\tau}_K, \quad (\text{XIV.45})$$

где \bar{v} — среднее число импульсов в единицу времени; $\bar{\tau}_K$ — средняя длительность импульсов, равная

$$\bar{\tau}_K = \frac{\sqrt{2\pi}}{\omega^*} \frac{1}{\chi_b}. \quad (\text{XIV.46})$$

Дополнительными характеристиками служат: вероятность оголения лопастей

$$\mathcal{P}_{ог}(h_m < 1) = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\bar{h} - 1}{\bar{\sigma}_H} \right)^2 \right] \leq 1; \quad (\text{XIV.47})$$

среднее число оголений лопастей за время t_0

$$N_{ог} = (2\pi)^{-1/2} \omega_* t_0 \left(\frac{\bar{h} - 1}{\bar{\sigma}_h} \right) \mathcal{P}_{ог}; \quad (XIV.48)$$

среднее относительное время пребывания лопастей над водой

$$\bar{t}_0 = \frac{1}{2} \left[1 - \text{sign}(\bar{h} - 1) \text{erf} \left(\frac{|\bar{h} - 1|}{\bar{\sigma}_h} \right) \right]. \quad (XIV.49)$$

В определенных условиях плавания $\mathcal{P}_{ог} > \mathcal{P}_н$, так как во каждый выход лопастей из воды сопровождается интенсивным подсосом воздуха и падением эффективности винта. Вследствие разгона винта при качке расчетные спектры упора и крутящего момента имеют две характерные области: в районе частоты ω_h и вблизи нулевой частоты. Это вполне согласуется с экспериментальными результатами [69] (см. рис. XIV.4).

§ 55. РАСЧЕТ ХОДОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СУДНА НА ВОЛНЕНИИ

В качестве показателей ходкости судна на волнении принимают: \bar{v}_0 — наибольшую достижимую среднюю скорость судна при естественном изменении режима движения; \bar{v} — предельно допустимую среднюю скорость судна при намеренном изменении режима движения; P_E — используемую мощность силовой установки; \bar{v}_0 — среднее эксплуатационную скорость судна на волнении; \bar{K}_{DTW} — коэффициент

нагрузки, учитывающий среднее дополнительное сопротивление судна в условиях ветра и волнения моря; $\bar{\Delta}\eta_D$ — среднее снижение пропульсивного коэффициента судна; \bar{n}_0 и $(P/D)_0$ — средние значения частоты вращения винта и шагового отношения ВРШ, соответствующие скорости \bar{v}_0 ; \bar{n} и P/D — средние значения частоты вращения винта и шагового отношения ВРШ, соответствующие скорости \bar{v} ; Δv_{max} и Δn_{max} — наибольшие забросы колебаний скорости судна и частоты вращения двигателя соответственно; $N_{ог}$ и $N_{п}$ — средние числа случаев оголения винта и срабатывания защиты двигателя по частоте вращения за время 100 периодов качки.

Способы учета влияния ветра и морского волнения на характеристики ходкости судна предложены во многих работах [22, 30, 41, 47—50, 94, 109 и др.]. Все параметры, кроме среднеексплуатационной скорости, определяют применительно к движению судна в стационарных условиях ветра и нерегулярного морского волнения различных степеней развитости, интенсивности и направления. Характеристики ветра и волнения моря задают по шкале Главного управления гидрометеослужбы СССР. Используют также типовые расчетные спектры нерегулярного волнения: спектр А. И. Вознесенского и Ю. А. Невцаева и спектр, рекомендуемый 12-й МКОВ в форме, содержащей коэффициент q_B развитости волнения (см. § 21 первого раздела). В последнем случае средний период $\bar{\tau}_B$ и высота волн 3 %-ной обеспеченности $h_{3\%}$ связаны соотношением

$$\bar{\tau}_B^2 = (10\pi^2 g^{-1}) q_B h_{3\%}. \quad (XIV.50)$$

Основными параметрами расчетных условий погоды для конкретного шторма служат $h_{3\%}$, q_B и курсовой угол ветра и волн β_B . Посадка судна характеризуется осадками — средней T , носом T_F и кормой T_A — при заданном водоизмещении.

Схема общего расчета ходовых характеристик судна на волнении приведена на рис. XIV.15. Основные положения методики расчета следующие [50]. Вели-

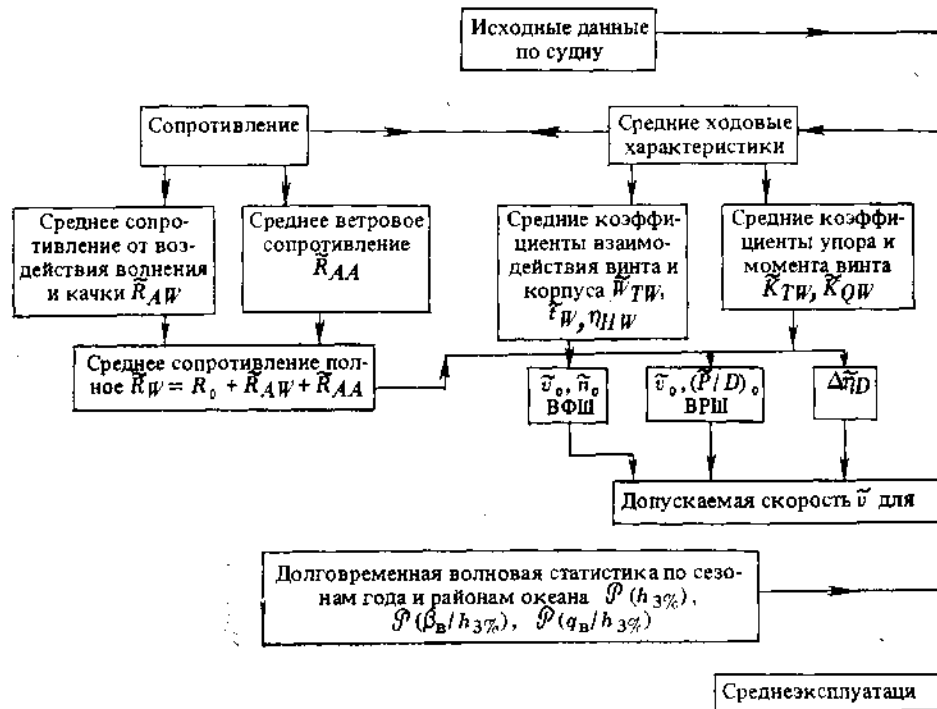


Рис. XIV.15. Схема общего расчета хо-

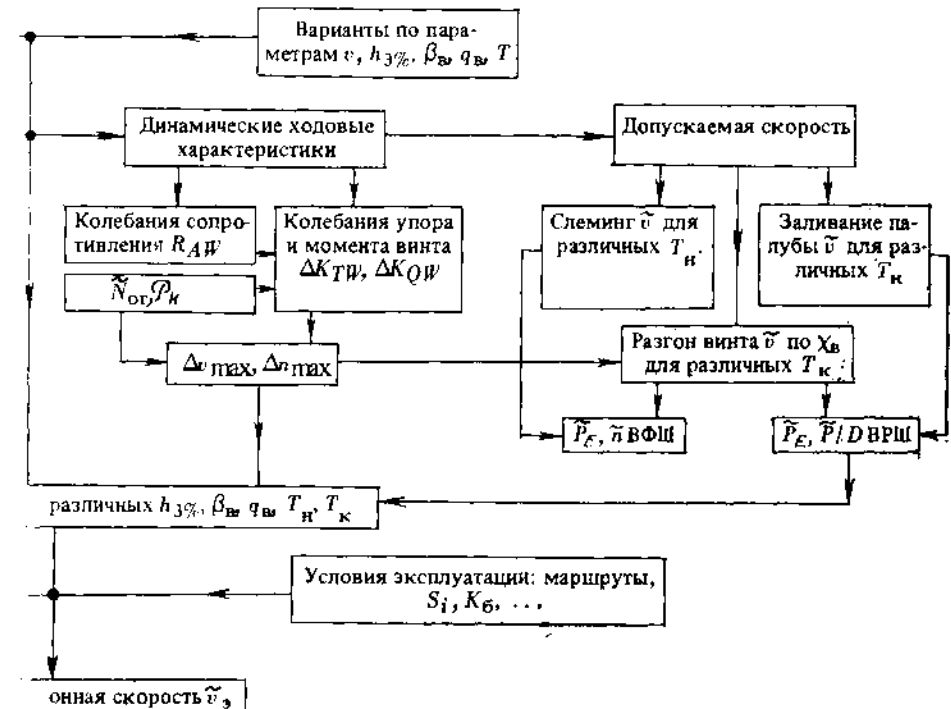


Рис. XIV.15. Схема общего расчета хо-

чина среднего сопротивления движению судна на волнении \bar{R}_W складывается из сопротивления R_0 на тихой воде и дополнительного сопротивления ΔR_W как суммы среднего сопротивления вследствие воздействия волнения моря и качки судна \bar{R}_{AW} (см. § 19.21 второго раздела) и ветрового сопротивления \bar{R}_{AA} (см. § 11 второго раздела). Соответствующие значения \bar{K}_{DTW} определяют согласно формуле (XIV.2) при $\bar{W}_{TW} = W_{T0}$ и $\bar{t}_W = t_0$.

Наибольшая средняя скорость судна на волнении \bar{v}_0 и соответствующие значения частоты вращения \bar{n}_0 находят путем решения системы уравнений статки пропульсивного комплекса:

$$i_{TW}(1 - \bar{t}_W) \rho n_0^3 D^4 \bar{K}_{TW}^{np}(\bar{J}_W) \cdot \bar{R}_W(\bar{v}_0); \quad (XIV.51)$$

$$i_{QW} \rho n_0^3 D^5 \bar{K}_{QW}(\bar{J}_W) = 16,2 \eta_B P_E^{np}(n_0); \quad n_0 \leq n_{np}, \quad (XIV.52)$$

где P_E^{np} , n_{np} — предельно допускаемые значения мощности силовой установки и частоты вращения винта соответственно. Для определения \bar{K}_{TW} и \bar{K}_{QW} используют выражения (XIV.28) и (XIV.33) применительно к условиям регулярного волнения и выражения (XIV.34) — нерегулярного волнения. Следовательно, определяя статические ходовые характеристики судна для условий нерегулярного волнения, достаточно в уравнениях (XIV.51) и (XIV.52) использовать значения K_{T0}^W , K_{Q0}^W ,

t , i_T , i_Q на тихой воде при $J = \bar{J}_W$. Изменения действия винта при нерегулярном волнении учитывают только при расчете динамических ходовых характеристик: нерегулярных колебаний скорости судна и частоты вращения винта, а также дополнительных изменений их средних значений. При этом имеются в виду как пульсации упора и момента, вызванные колебаниями скоростей и ускорений набегающего потока (на частотах качки), так и разгон винта. В специальных случаях (например для СПК) система уравнений (XIV.51) и (XIV.52) дополняется уравнением для определения изменения посадки судна, содержащим \bar{F}_{TW} .

Решение уравнений (XIV.51) и (XIV.52) производят численными методами. Для судов с ВФШ первоначально задают ряд значений n_0 . Затем при $\bar{K}_{QW} = K_{Q0}^W$ решают уравнение (XIV.52) относительно \bar{v}_0 . Для судов с ВРШ расчет проводят при постоянном значении $n_0 = n_{np}$. Задают ряд значений \bar{v}_0 , при известных \bar{t}_W по уравнению (XIV.52) вычисляют значения $(P/D)_0$, затем рассчитывают значения K_{T0}^{np} и по уравнению (XIV.51) находят \bar{v}_0 .

Дополнительно в каждом из расчетов определяют изменение пропульсивного коэффициента

$$\bar{\eta}_D = \frac{1}{2\pi} \frac{i_T}{i_Q} \frac{1-t}{1-\bar{t}_W} \left[\frac{K_{T0}^W}{K_{Q0}^W} \bar{J}_W - \frac{K_{T0}^{np}}{K_{Q0}^{np}} \bar{J}_n \right], \quad (XIV.53)$$

где K_{T0}^W , K_{Q0}^W , \bar{J}_W находят по значениям \bar{v}_0 , \bar{n}_0 , $(P/D)_0$, а K_{T0}^{np} , K_{Q0}^{np} , \bar{J}_n — по номинальным значениям v_n , n_n , $(P/D)_n$. Для судов с ВФШ $(P/D)_0 = (P/D)_n$. Колебания скорости $\Delta v(t)$ и частоты вращения $\Delta n(t)$ определяют при решении следующих уравнений динамики пропульсивного комплекса (в относительных приращениях):

$$T_c \frac{d(\Delta v)}{dt} = (1 - t_W)^{-1} \Delta \bar{T}_W - \Delta \bar{R}; \quad (XIV.54)$$

$$T_d \frac{d(\Delta n)}{dt} = \Delta \bar{Q}_d - \Delta \bar{Q}_w. \quad (XIV.55)$$

В этих уравнениях T_c и T_d — постоянные времени судна и системы винт—передача—двигатель, равные

$$T_c = \frac{\bar{v}_0 D_c}{g \bar{R}_W}; \quad T_d = \frac{2\pi I_x \bar{n}_0}{\bar{Q}_{ло}}, \quad (XIV.56)$$

где D_c — сила тяжести судна; I_x — момент инерции вращающихся масс системы винт—передача—двигатель.

Для крупных морских судов переходные процессы, происходящие в системе винт—передача—двигатель, не имеют обратного влияния на изменение скорости судна вследствие того, что T_c на 1–2 порядка больше T_d . Поэтому уравнения (XIV.54) и (XIV.55) можно рассматривать раздельно. Нет необходимости и в совместном решении (XIV.54) и (XIV.55) с уравнениями дополнительных движений судна на волнах (качки, рыскания). Характеристики качки и относительных перемещений корпуса на волнении рассчитывают предварительно в зависимости от \bar{v} как от параметра.

Определяя расчетным путем характеристики ходкости судна на волнении, не прибегают к полному анализу действия системы регулирования. Предполагают, что она работает устойчиво и не имеет резонанса, автоколебаний или других режимов с динамическим усилением в рабочем диапазоне параметров ходкости. Учитывают только два общих свойства регуляторов частоты вращения: статизм и запаздывание регулирующего воздействия. При этом относительное изменение момента двигателя $\Delta \bar{Q}_d$ связано с $\Delta \bar{n}$ упрощенным соотношением:

$$\Delta \bar{Q}_d = -\frac{1}{\delta_r} \Delta \bar{n} (1 - \tau_d), \quad (XIV.57)$$

где δ_r — коэффициент неравномерности регулятора; τ_d — общее время запаздывания по регуляторному воздействию.

Колебания упора $\Delta \bar{T}_W$ и крутящего момента $\Delta \bar{Q}_W$ винта при качке определяют через значения K_{TW} и K_{QW} по формулам (XIV.28) и (XIV.34). Колебания сопротивления $\Delta \bar{R}$ на регулярном волнении описываются периодической функцией с частотой ω_n и амплитудой \bar{R}_{AWA} , линейно зависящей от амплитуды волны ζ_A [см. формулу (V.9) второго раздела].

В результате решения уравнений (XIV.54) и (XIV.55) наибольшие размахи колебаний скорости Δv_m и частоты вращения Δn_m определяется в виде

$$\Delta v_m = \Delta v_{m1} + \Delta v_{m2}; \quad \Delta n_m = \Delta n_{m1} + \Delta n_{m2}, \quad (XIV.58)$$

где Δv_{m1} , Δn_{m1} — наибольшие размахи колебаний скорости и частоты вращения на режимах «непрерывных» колебаний гидродинамических сил и моментов и Δv_{m2} , Δn_{m2} — то же на режимах разгона винта, рассчитываемые по формулам

$$\Delta v_{m1} = \bar{v}_0 \frac{4}{\bar{R}_W} \left[\int_0^\infty \left| \frac{R_{AWA}}{\zeta_A} \right|^2 \frac{S_\zeta(\omega) d\omega}{1 + \left(\frac{1}{2} \omega_n T_c \right)^2} \right]^{1/2}; \quad (XIV.59)$$

$$\Delta v_{m2} = \bar{v}_0 \frac{q_0}{2} \left(\mathcal{P}_K + \frac{\alpha_0}{2\chi_n} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{\alpha_0}{\mathcal{P}_K \chi_n (1 - \mathcal{P}_K)} \right) \right]; \quad (XIV.60)$$

$$\Delta n_{m1} = \bar{n}_0 A_n \left(1 + \frac{A_n}{C_d + 2} \right) [(C_d + 2)^2 + (\omega_n T_d)^2]^{-1/2}; \quad (XIV.61)$$

$$\Delta n_{m2} = \bar{n}_0 \frac{q_0}{C_d + 2} [1 - \exp(-\beta_0/\chi_n)], \quad (XIV.62)$$

где $R_{AWA}(\omega)$ — сопротивление, определяемое по выражению (V.9) второго раздела, q_0 , χ_n , \mathcal{P}_K — величины, вычисляемые по формулам (XIV.29a), (XIV.42) и (XIV.44); $S_\zeta(\omega)$ — спектр волнения;

$$\alpha_0 = \frac{(2\pi)^{1/2}}{T_c} \frac{2}{\omega_*}; \quad \beta_0 = \frac{(2\pi)^{1/2}}{T_d} \frac{C_d + 2}{\omega_*}; \quad (XIV.63)$$

$$A_n = \bar{C}_Q^n \frac{2\bar{\sigma}_h}{K_{Q0}^W} \left[1 - \frac{\bar{J}_W}{1,4 \frac{P}{D} - 0,9\bar{\sigma}_h + 1,8\bar{\sigma}_h} \right]; \quad (XIV.64)$$

C_d — коэффициент саморегулирования двигателя ($C_d = 0$ для дизеля, $C_d = 1$ для паровой турбины).

Разгон двигателя носит характер резких забросов частоты вращения во время резких сбросов момента винта, причем вследствие относительно малой инерции двигателя эти забросы кратковременны и частота вращения $n(t)$ успевает восстановить первоначальное значение n_0 до действия очередного импульса. Использование формулы (XIV.57) дает возможность приближенно учесть влияние всевозможного регулирования. Средства для более полного анализа указаны в [47].

Согласно схеме общего расчета (см. рис. XIV.15) на следующем этапе определяют допустимую скорость судна. Основные положения расчета допустимой скорости судна в опасных условиях штормового плавания подробно изложены в [47—50, 109].

Предельно допустимую среднюю частоту вращения винта по условиям его разгона при качке рассчитывают по формуле

$$\bar{n} = n_n \left\{ 1 + \frac{0,353q_0}{C_d + 2} (1 - e^{-\beta_0/\chi_B}) [\ln(1,44 \cdot 10^4 \omega_* \chi_B \mathcal{P}_n)]^{1/2} \right\}^{-1}, \quad (XIV.65)$$

где n_n — уровень настройки системы защиты двигателя по частоте вращения. При $\bar{n} \geq n_0$ допускаемые значения частоты вращения и скорости судна равны соответственно \bar{n}_0 и \bar{v}_0 , если же $\bar{n} < \bar{n}_0$, то допускаемой является \bar{n} , а соответствующее ей значение скорости судна \bar{v}_1 определяют по формуле (XIV.51). С учетом дополнительной потери скорости судна при разгоне винта выражение для \bar{v} имеет вид:

$$\bar{v} = \bar{v}_1 \left[1 - \frac{q_0}{2} \left(\mathcal{P}_n + \frac{\sqrt{2\pi}}{T_c \omega_* \chi_B} \right) \right]. \quad (XIV.66)$$

Допустимая скорость судна в условиях встречного волнения при интенсивном струйно-брызговом залипании палубы определяют по методике, изложенной в [49]. Для судов с палубным грузом (контейнеровозов и др.) используют методику оценки опасных условий воздействия давления потока воды на палубный груз, разработанную Д. В. Кондриковым [41].

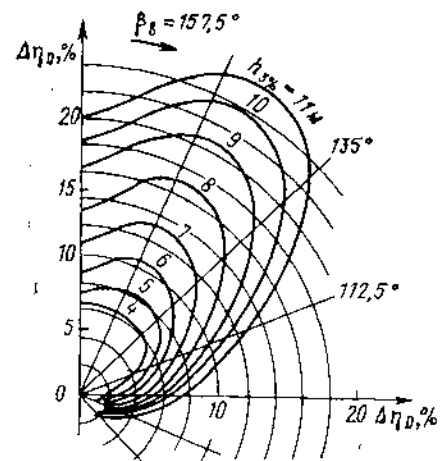


Рис. XIV.16. Результаты расчета снижения пропульсивного коэффициента $\Delta\eta_D$ при движении судна на нерегулярном волнении.

В качестве среднеексплуатационных характеристик ходкости судов на волнении рассматривают сопротивление движению судна \bar{R}_z , скорость \bar{v}_z и снижение пропульсивного коэффициента $\Delta\eta_{Dz}$. Эти характеристики определяют как средние за заданный срок эксплуатации (за время рейса, за сезон или за год) с учетом долговременной статистики штормов различной силы, направления и степени развитости. Алгоритм расчета всех этих показателей одинаков. Например, среднеексплуатационную скорость находят по формуле

$$\bar{v}_z = \int_0^\pi d\beta_n \int_{q_B \min}^{q_B \max} dq_B \int_0^{(h_{3\%}) \max} \bar{v}(h_{3\%}, q_B, \beta_B) \mathcal{P}(h_{3\%}) \mathcal{P}(q/h_{3\%}) \mathcal{P}(\beta_n/h_{3\%}) dh_{3\%}, \quad (XIV.67)$$

где \bar{v} — средняя скорость судна для заданных условий отдельных стационарных ветро-волновых режимов [см. формулу (XIV.66)]; $\mathcal{P}(h_{3\%})$ — вероятность встречи судном стационарного шторма определенной интенсивности; $\mathcal{P}(q/h_{3\%})$ — условная

вероятность встречи судном штормов с различной степенью развитости волнения. $\mathcal{P}(\beta_n/h_{3\%})$ — условная вероятность встречи судном таких штормов на направлениях, определяемых углом β_n . Принято, что $\mathcal{P}(h_{3\%})$ подчиняется логарифмически нормальному закону с параметрами, указанными в [41].

Расчет средних характеристик для определенного рейса и заданной загрузки судна производят по результатам расчетов для различных районов океана, на пример:

$$\bar{v}_z = \sum_{i=1}^m v_{zi} \frac{s_i}{s}, \quad (XIV.68)$$

где m — число климатических районов, проходимых судном в рейсе; v_{zi} — среднеэксплуатационная скорость для каждого района; s_i — расстояние, проходимое судном в рейсе в каждом районе; s — общая длина пути в рейсе.

Среднегодовые характеристики рассчитывают через среднерейсовые значения, определяемые для вариантов загрузки судов с грузом и в балласте, например:

$$\bar{v}_z = k_B \bar{v}_{z, \text{б}} + (1 - k_B) \bar{v}_{z, \text{г}}, \quad (XIV.69)$$

где k_B — коэффициент балластных переходов.

Таблица XIV.1. Расчетные значения потери скорости на волнении для судна с $\delta = 0,6$, $V = 24400 \text{ м}^3$

$\beta_B, ^\circ$	Ограничение	$h_{3\%}, \text{ м}$				
		3	5	7	9	11
Вариант 1, $\Delta\bar{v}_z = 1 \text{ уз}$						
180	А	0,4	2,4	7,8	13,0	16,0
135	А+Б	0,2	2,0	5,4	9,2	12,4
90	А	—	0,6	1,4	4,8	8,8
45	В	—	1,4	3,6	5,6	7,6
0	В	—	1,6	4,2	6,6	8,1
Вариант 2, $\Delta\bar{v}_z = 2 \text{ уз}$						
180	Б+Г	0,8	3,0	6,9	12,6	15,9
135	Б+Г	0,8	3,0	5,4	8,9	12,4
90	А	0,5	1,8	3,2	4,8	7,0
45	В	0,6	1,4	2,8	2,2	5,6
0	Б+В	0,6	1,6	3,3	4,9	2,6

Примечание. Вид ограничений скорости: А — по условиям залипания; Б — по разгону винта и двигателя; В — по бортовой качке; Г — по слемингу.

Для примера на рис. XIV.16 и в табл. XIV.1 приведены некоторые результаты расчетов для судов типа «Скульптор Коненков». Из рисунка видно, что интенсивность и направление волнения существенно влияет на пропульсивный коэффициент, потеря которого на встречном волнении более 6 баллов превышает 8%. Данные о потере скорости судна приведены в табл. XIV.1 для двух вариантов расчета: судно с полным грузом с контейнерами на верхней палубе (вариант 1); судно в балласте (вариант 2). В таблице отмечены причины дополнительного снижения скорости.

НАТУРНЫЕ ПРОПУЛЬСИВНЫЕ ИСПЫТАНИЯ СУДОВ

§ 56. СКОРОСТНЫЕ ИСПЫТАНИЯ

Каждое построенное или капитально отремонтированное судно проходит натурные скоростные испытания. В результате этих испытаний получают сведения о максимально достижимой скорости судна, проверяют и уточняют в случае необходимости методику расчета ходовых качеств, основанную на экспериментальных и теоретических исследованиях, выявляют необходимость корректировки геометрии гребных винтов.

При испытаниях транспортных судов особое значение придается достижению одной из главных характеристик построенного судна — проектной скорости, принимаемой за основу при расчетах дальности плавания, эксплуатационно-экономических расчетах, связанных с перевозкой грузов, пассажиров и производством промысловых работ.

Для траулеров, буксиров, ледоколов проводят при различной частоте вращения гребных винтов тяговые динамометрические испытания с измерением тяги на гаке судна с возом. Скоростные испытания по полной программе, как правило, проводят для головных судов серий, серийные же суда испытывают по сокращенным программам.

В результате проведения скоростных испытаний получают зависимость скорости хода от частоты вращения гребных винтов и потребляемой мощности главных двигателей, значения максимально достижимой и спецификационных скоростей хода, зависимости упора гребных винтов от частоты вращения, винтовые характеристики двигателя.

Перед испытаниями корпус и выступающие части судна приводят в спецификационное состояние. Судно вводят в док и производят очистку и окраску его подводного корпуса. При необходимости устраняют повреждения выступающих частей. Особые требования предъявляются к соблюдению проектных размеров и состоянию лопастей движителей. Категорически не допускается судно к испытаниям, если на кромках лопастей имеются задиры, вмятины. Шаг и диаметр гребных винтов должны соответствовать паспортным данным. Поверхности лопастей, ступицы должны быть очищены от обрастания. Качество поверхности подводной части судна следует проверять по профилограммам, снятым в нескольких местах (у транспортных судов профилограммы снимают на 20 участках по каждому борту и 10 участках по днищу). После выхода судна из дока уже на плаву проверяют центровку валопровода, производят отладку работы механической установки.

Перед испытаниями определяют фактическую нагрузку судна (по замеренным осадкам в соответствии с масштабом Бонжана и по сводке переменных грузов — топлива, воды и т. д.). Знание фактической нагрузки необходимо, поскольку расчетные скорости оценивают при определенном водоизмещении.

Скорость судна на ходовых испытаниях может быть измерена либо относительно воды (с помощью лага, вертушки, трубки Пито), либо относительно суши (на мерной линии или путем использования радионавигационных систем ближнего и дальнего действия). Широкое распространение на скоростных испытаниях получил метод измерения скорости по времени пробега между створами мерной линии (МЛ), представляющей собой защищенный от господствующих ветров прибрежный участок моря с достаточной глубиной и без сильных течений (должно отсутствовать течение под углом более 20° к направлению пробегов). Береговые створные знаки, ограничивающие измерительный участок, представляют собой решетчатые щиты, окрашенные в черно-белый цвет. Схема мерной линии приведена на рис. XV.1.

Для исключения влияния дна на скорость глубина моря на МЛ должна быть не менее наибольшего значения, определенного по одному из двух соотношений

$$H > 3 \sqrt{BT}; \quad H > 2,75 \frac{v^2}{g}, \quad (XV.1)$$

где T — наибольшая осадка; B — ширина судна; v — наибольшая возможная скорость судна.

В табл. XV.1 приведены минимальные значения глубины воды, при которой отсутствует влияние мелководья. Длина и оборудование МЛ должны обеспечивать точность измерения скорости, а ее расположение — возможность разгона до выхода на мерный участок при пробеге в прямом и обратном направлениях. В соответствии с действующими нормами для морских транспортных судов точность измерения и отсчетов при проведении испытаний должна быть: при определении скорости $\pm 0,5\%$, времени прохождения мерного участка 0,2 с, числа оборотов в минуту (частоты вращения) $\pm 0,2\%$, момента на гребном валу в пределах $\pm 3\%$ от момента

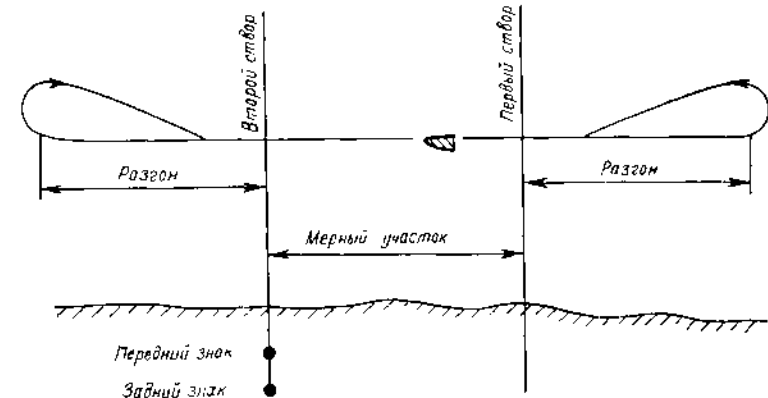


Рис. XV.1. Схема мерной линии.

при номинальной мощности, расхода топлива $\pm 0,5\%$, скорости относительного ветра $+2\%$, направления ветра $\pm 5^\circ$, осадки ± 2 см, температуры забортной воды и воздуха в машинном отделении $\pm 1^\circ\text{C}$, времени начала и окончания пробега 1 мин.

Длине разгонного участка как фактору, от которого зависит устойчивый режим движения на мерной линии, должно уделяться особое внимание (особенно для крупных тихоходных судов). Минимальная длина зависит от инерции судна, типа силовой установки, потери скорости на повороте при заходе на очередной галс и от соотношения мощности и водоизмещения судна. Рекомендуется использовать регламенты по длине разгонного участка: для порожнего грузового быстроходного судна при любой мощности, превышающей половину номинальной, — 25 длин судна; для танкеров дедвейтом 65—100 тыс. т при осадке с полным грузом при любой мощности, превышающей половину номинальной, — 40 длин судна. Допу-

Таблица XV.1. Минимальные глубины воды на фарватере, м, при которых отсутствует влияние мелководья

Скорость судна, уз	Осадка, м									
	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
15	—	—	—	40	50	65	75	90	105	
20	—	—	45	55	70	80	95	115	125	
25	40	50	65	75	90	100	115	135	150	
30	45	60	75	90	100	120	135	155	175	
35	55	70	85	100	120	140	160	185	210	
40	65	80	95	115	130	155	180	205	—	
45	70	85	105	125	145	175	—	—	—	
50	75	95	115	135	160	—	—	—	—	

стимые значения ветровой нагрузки при испытаниях: для судов водоизмещением не более 1 тыс. т — 2 балла по Бофорту, водоизмещением 1—20 тыс. т — 3 балла, свыше 20 тыс. т — 4 балла.

На рис. XV.2 приведена диаграмма допустимого волнения (волновой нагрузки) при проведении испытаний судов длиной 50—250 м.

Для обеспечения правильности измерения скорости требуется, чтобы курс судна не отклонялся от заданного. Количество перекладок руля при прохождении мерного участка должно быть по возможности минимальным, а перекладка не должна превышать 3° от нулевого положения аксиометра. Измерение времени прохождения судном мерного участка осуществляется с помощью секундомеров не менее чем тремя наблюдателями. Для большей достоверности результатов замеров желательно фиксацию времени производить с двух различных мест на судне.

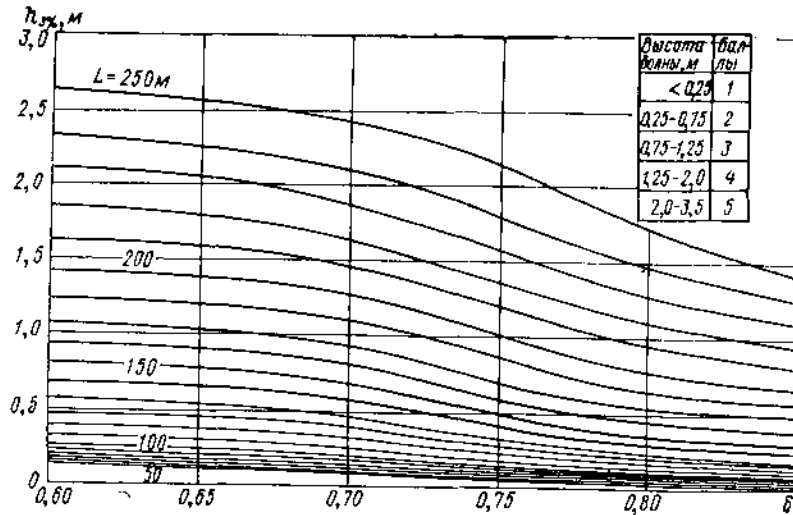


Рис. XV.2. График для определения допустимых значений волновой нагрузки.

Измерение частоты вращения. В первом приближении режим работы двигателей на ходовых испытаниях задают штатными электротахометрами (решитеры устанавливаются на мостике и в машинном отделении). Однако для уменьшения возможных погрешностей в показаниях штатных тахометров и выполнения в последующем более достоверного анализа частоту вращения гребных винтов контролируют механическим тахоскопом — прибором, в котором совмещены счетчик частоты вращения и секундомер, включающийся и выключающийся одновременно. В тех случаях когда невозможно подключить тахоскоп к торцу вала, применяют импульсные счетчики оборотов (контактного, индуктивного или фотоэлектрического типа).

Схема установки на судне фотоэлектрического счетчика частоты вращения гребного вала изображена на рис. XV.3. Смонтированный в трубке фотоэлектрический датчик 2 реагирует на периодические световые импульсы, обусловленные вращением гребного вала, на поверхности которого наклеена черно-белая полоска 1. Импульсы преобразуются в усилителе 3 и подаются на специальный счетчик 4, функционирующий синхронно с секундомером. Точность измерения фотоэлектрического счетчика частоты ± 1 импульс.

В счетчике контактного типа получение импульсов достигается периодическим замыканием и размыканием электрической цепи специальным контактором, скользящим по проводнику, наложенному на гребной вал. Стабильность работы двигателя в течение всего пробега на галсе может быть определена на основе записи числа оборотов с отметкой времени на ленте шлейфного осциллографа.

Определение мощности на гребном валу. Мощность на гребном валу может быть рассчитана по формуле $P_D = 2\pi Qn \cdot 10^3$. Здесь Q — крутящий момент, определяемый по углу закручивания вала φ , измеряемому с помощью торсионметров:

$$Q = J_p G \varphi / l \quad (XV.2)$$

где J_p — момент инерции вала; G — модуль сдвига, определяемый калибровкой вала на стенде или ультразвуковым методом; l — длина мерного участка вала. Поскольку J_p , G , l — величины постоянные для данного гребного вала, то $Q \sim \varphi$. Погрешность оценки мощности при использовании торсионметров составляет 2—3 %.

В тех случаях когда установка торсионметров по тем или иным причинам невозможна, прибегают к косвенным методам. Для дизельных установок наиболее достоверным косвенным методом является измерение расхода топлива, которое производят с помощью специальных мерных бачков (обычно трехсекционных), устанавливаемых в машинном отделении. Расход топлива определяют по времени опорожнения топливного бачка заданной емкости. Часовой расход топлива на каждом режиме работы двигателя находят из выражения

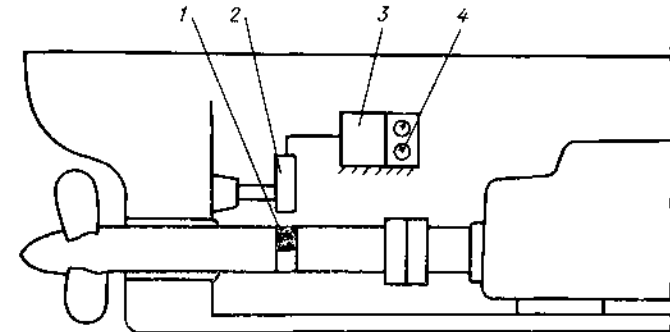


Рис. XV.3. Схема установки на судне фотоэлектрического счетчика частоты вращения гребного вала.

1 — черно-белая полоска; 2 — датчик; 3 — усилитель; 4 — счетчик.

рождения топливного бачка заданной емкости. Часовой расход топлива на каждом режиме работы двигателя находят из выражения

$$V_T = 3,6 \frac{V \rho_T}{t}, \quad (XV.3)$$

где V — объем мерного бачка (секции); ρ_T — плотность топлива, t — замеренное время опорожнения бачка (секции). С известной из стендовых испытаний универсальной характеристики снимают мощность двигателя в зависимости от измеренного V_T и частоты вращения n . Погрешность оценки мощности по расходу топлива 4—5 %.

Приблизительно мощность приводного дизеля может быть определена по температуре выхлопных газов.

Для судов с паротурбинными установками оценку мощности турбозубчатого агрегата можно произвести по расходу и параметрам пара. Расчет ведут по формуле

$$P_S = 32,5 H_1 Q \eta_e \quad (XV.4)$$

Здесь H_1 — адиабатический перепад; Q — секундный расход пара, измеряемый с помощью дроссельных шайб; η_e — эффективный КПД турбозубчатого агрегата.

На судах с электродвижением мощность определяют по параметрам тока, подводимого к двигателю, рассчитывая ее следующим образом:

$$P_S = 1,36 \cdot 10^3 I U \eta_D \quad (XV.5)$$

где I — сила тока якоря электродвигателя; U — напряжение в якорной обмотке; η_D — КПД гребного электродвигателя.

Измерение упора гребных винтов. Упор гребных винтов измеряют с помощью специальных устройств — упоромеров, — которые на время проведения испытаний либо размещают в упорном подшипнике, либо на гребном валу (в виде упругой вставки в линии валопровода). Возможно также измерение упора посредством магнитоупругих преобразователей, не имеющих непосредственного контакта с гребным валом.

Достоинством упоромеров в упорном подшипнике (например, упоромеров Митчелла) является возможность установки всех элементов прибора на неподвижном основании и то, что при этом не изменяется конструкция гребного вала.

Более высокими метрологическими характеристиками обладают упоромеры, выполненные в виде вставки в линию вала с виброчастотными преобразователями. Сила, воспринимаемая упоромером, представляет собой сумму сил:

$$F = T - P_{в.л} \sin \alpha + P_r. \quad (XV.6)$$

Здесь T — упор винта; $P_{в.л}$ — вес гребного винта и части валопровода в корму от упоромера; α — угол наклона вала; P_r — гидростатическая сила, направленная по оси вала и равная $P_r = \rho g d^2 h_d / 4$, где d — диаметр вала; h_d — глубина погружения действующего подшипника.

Основные режимы работы двигателей на испытаниях и определение скорости судна. Как было указано, скоростные испытания проводят путем осуществления спланированных по определенным режимам работы главных двигателей (ГД) последовательных пробегов судна на мерной линии. На режимных пробеге требуется соблюдение условий стабильности теплового режима работы ГД. Обязательными режимами работы ГД для головных транспортных судов, оборудованных ДВС, являются следующие: $n = n_{ном}, 1,03n_{ном}, 0,91n_{ном}, 0,80n_{ном}, 0,63n_{ном}$; оборудованными паровыми ГТЗА: $n_{ном}, 0,97n_{ном}, 0,88n_{ном}, 0,78n_{ном}$. Обязательные режимы для серийных судов с ДВС: $n_{ном}, 1,03n_{ном}, 0,91n_{ном}, 0,80n_{ном}$; с паровыми ГТЗА: $n_{ном}, 0,97n_{ном}, 0,88n_{ном}$ ($n_{ном}$ — номинальная частота вращения гребного вала). Для катеров согласно ГОСТ 21792—76 обязательными режимами ГД являются: $0,63n_{ном}, 0,80n_{ном}, 0,91n_{ном}$ и $1,03n_{ном}$.

Перед выходом на галс должен быть достигнут установившийся режим движения судна и работы механической установки. С целью исключения влияния течения на результаты испытаний осуществляют трехкратные пробеги на мерной линии: два галса в одном направлении и один — в противоположном. Средняя скорость судна $v_{ср}$ и средняя частота вращения гребного вала $n_{ср}$ на режиме определяют как

$$v_{ср} = \frac{v_1 + 2v_2 + v_3}{4}; \quad n_{ср} = \frac{n_1 + 2n_2 + n_3}{4}, \quad (XV.7)$$

где v_i и n_i ($i = 1, 2, 3$) — замеренные на каждом галсе скорость и частота вращения.

Для быстроходных судов и катеров (СПК, глиссеров с мощными двигателями) можно проводить и двукратные пробеги, поскольку их скорость значительно превышает скорость течения. Тогда $v_{ср} = 0,5(v_1 + v_2)$. При переходе на обратный галс поворот судна должен осуществляться при углах перекладки руля, не превышающих 15° , с тем, чтобы избежать существенного изменения режима работы ГД. Разворачиваться рекомендуется в направлении от берега, в противном случае при заклинке руля судно может оказаться в опасной близости от берега. При этом судно описывает не полукруглую дугу, а кривую, называемую координатом (см. рис. XIV.1), чтобы галсы противоположного направления проходили на линиях, расположенных приблизительно на одинаковом расстоянии от берега. Весь цикл скоростных испытаний следует проводить при практически неизменных погодных условиях. Если же испытания нельзя провести в течение одного дня, то при их продолжении на другой день следует повторить последние режимы, чтобы выявить возможное влияние изменившихся погодных условий. В течение всего периода проведения испытаний необходимо тщательно контролировать водоизмещение судна.

В результате проведения скоростных испытаний могут быть не только оценены ходовые качества построенного судна, но и уточнена методика расчета ходкости. Для выполнения полного анализа необходимо, чтобы в натуральных условиях были получены те же данные, что и при проведении модельных испытаний. Однако известно, что сопротивление судна практически никогда не измеряют, а упор определяют в редких случаях. Отсутствуют также при выполнении анализа и характеристики взаимодействия движителя с корпусом натурального судна. При измерении в натуральных условиях лишь части необходимых величин могут иметь место следующие случаи анализа.

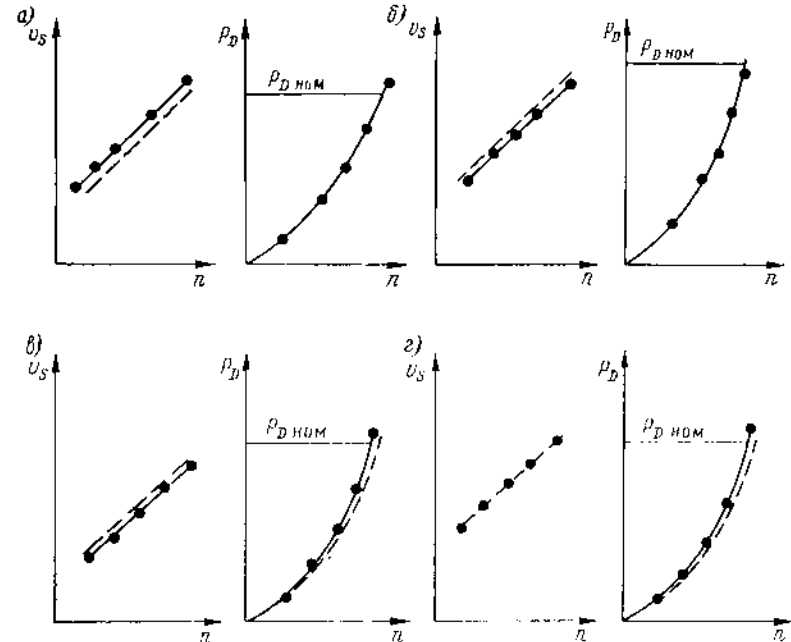


Рис. XV.4. Кривые $v_s = f(n)$ и $P_D = f(n)$.

--- результаты модельных испытаний; — натуральные данные.

1. Измерены скорость судна v_s , частота вращения n , мощность P_D или момент Q . По результатам модельных испытаний получены значения коэффициентов взаимодействия W_T, t, i_Q и кривые действия гребного винта в свободной воде, поэтому по данным натурных испытаний могут быть вычислены коэффициент момента винта $K_Q = Q / (\rho n^2 D^5 i_Q)$ и его относительная поступь $J = 0,515 v_s (1 - W_T) / (nD)$. Точки, соответствующие рассчитанным таким путем значениям K_Q , наносят на кривые действия винта. Если при этом натурные точки не совпадают с кривыми действия, то вносят поправки в значения W и i_Q и добиваются согласования кривых. Далее, пользуясь теми же кривыми действия, рассчитывают сопротивление судна по формуле $R_T = (1 - t) K_T \rho n^2 D^4$, которое сопоставляют с сопротивлением, рассчитанным на основе модельных испытаний. При расхождении результатов вносят поправки либо в сопротивление, либо в коэффициент засасывания.

2. На испытаниях судна измерены v_s и n . Пользуясь кривыми действия и коэффициентами взаимодействия, можно определить относительную поступь натурального винта $J = 0,515 v_s (1 - W_T) / (nD)$, а также рассчитать потребляемую винтом мощность и его упор $P_D = \frac{iQ}{\eta_S} = 2\rho n^3 D^5 \cdot 10^{-3}$; $T = K_T \rho n^2 D^4$.

Рассмотренный в случаях 1 и 2 анализ носит несколько условный характер, поскольку многие величины берутся из результатов модельных испытаний.

По результатам скоростных испытаний могут быть откорректированы геометрические элементы гребного винта. Для этого необходимо прежде всего сравнить кривые зависимости скорости судна от частоты вращения винта и кривые зависимости мощности, потребляемой винтом, от скорости, построенные по результатам модельных и натуральных испытаний. При таком сравнении могут иметь место следующие случаи.

А. Точки, нанесенные на график $u_s = f(n)$ и построенные по натурным данным, лежат выше расчетных (рис. XV.4, а); кривые зависимости мощности от скорости по данным натурных и модельных испытаний совпадают, но на расчетной частоте вращения винт потребляет мощность, большую номинальной, и обеспечивает судну большую скорость. В этом случае винт является гидродинамически тяжелым и шаг винта должен быть уменьшен.

Б. Точки, нанесенные на график $u_s = f(n)$ и построенные по натурным данным, лежат ниже расчетных (рис. XV.4, б); кривые зависимости мощности от скорости по данным натурных и модельных испытаний совпадают, но на расчетной частоте вращения винт потребляет мощность, меньшую номинальной, и не обеспечивает проективную скорость судна, т. е. винт является гидродинамически легким. В этом случае шаг винта должен быть увеличен.

В. Точки, нанесенные на график $u_s = f(n)$ и построенные по натурным данным, лежат ниже расчетных (рис. XV.4, в); мощность, необходимая для достижения заданной скорости, превышает расчетную. Это означает, что либо завышено сопротивление движению судна по сравнению с расчетным, либо в натуральных условиях пропульсивный коэффициент не равен расчетному, либо и то и другое одновременно. Если невозможно устранить такое расхождение, то соответствие работы винта работе двигателя может быть достигнуто корректировкой элементов винта с тем, чтобы избежать перегрузки двигателя.

Г. Точки, нанесенные на график $u_s = f(n)$ и построенные по натурным данным, совпадают с расчетными (рис. XV.4, г); мощность, при которой обеспечивается заданная скорость судна, больше номинальной. В данном случае требуется корректировка параметров винта.

§ 58. ОСОБЕННОСТИ СКОРОСТНЫХ ИСПЫТАНИЙ СУДОВ, ОБОРУДОВАННЫХ ВРШ

Как известно, гребными винтами регулируемого шага оборудуют суда, для которых характерны несколько различающихся по нагрузке винта режимов. Ходовые испытания судов с ВРШ проводят не только на свободном ходу, но и на режимах с возом. Поэтому объем испытаний у таких судов значительно больше, чем у судов с ВФШ. Испытания проводят при трех-пяти шаговых отношениях ВРШ P/D и не менее чем при пяти значениях частоты вращения при каждом шаговом отношении винта. Испытания начинают с тарировки выносного указателя шага лопастей (ВУШ). При работающем двигателе или двигателях (при двухвальном установке) путем медленного разворота лопастей в сторону увеличения или уменьшения шага лопастей находят положение ВУШ, при котором судно не движется (отсутствует струя от двигателя). Это положение фиксируется на картушке репитера шага и считается положением нулевого упора. Далее выбирают шаг, соответствующий полной мощности двигателя при номинальной частоте вращения. Для этого при $n_{ном} \cdot const$ устанавливают заводом заниженный шаг лопастей и путем постепенного его увеличения добиваются полной загрузки двигателя. (Для ряда транспортных судов, буксиров и т. п. значение шага, соответствующее полной мощности, близко к конструктивному P_1/D .) Затем устанавливают максимальный шаг лопастей $(P/D)_{max}$, допускаемый конструкцией механизма изменения шага и ограничиваемый механическим посовым упором. На этом шаге выход двигателя на верхнюю ограничительную характеристику достигается путем постепенного увеличения частоты вращения винта. Испытания проводят при $P/D = (P/D)_{max}$, P_1/D и при $P/D < P_1/D$ (при 1-2 шаговых отношениях). Замеренные в процессе скоростных испытаний на свободном ходу значения представляют в форме графиков $u_s = f(n)$ и $P_D = f(n)$ (рис. XV.5). Кроме этих графиков

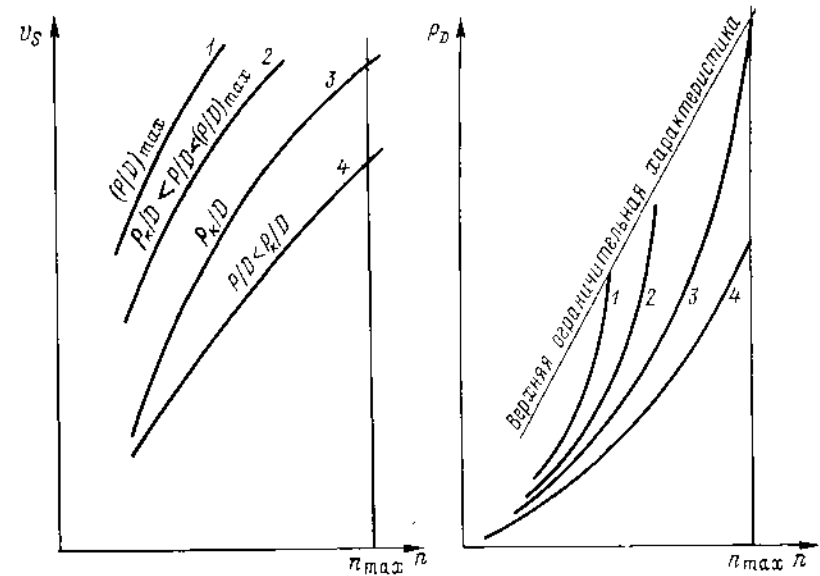


Рис. XV.5. Кривые $u_s = f(n)$ и $P_D = f(n)$ при $P/D = const$, построенные по результатам натуральных испытаний (винтовые характеристики).

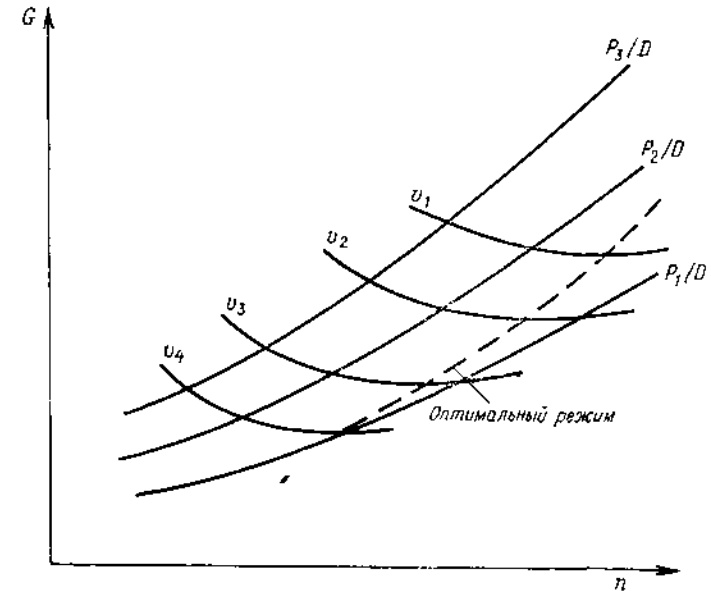


Рис. XV.6. Зависимость расхода топлива G от частоты вращения n гребного винта при различных скоростях судна.

(иногда их называют винтовыми характеристиками), строят зависимости расхода топлива на милю пройденного пути в функции от частоты вращения (рис. XV.6). Имея такие графики, можно выбрать режимы работы механической установки, обеспечивающие минимальный расход топлива на милю при заданной скорости. Для этого, используя данные винтовых характеристик, наносят кривые постоянной скорости на график рис. XV.6. Линия, проведенная через минимумы кривых постоянной скорости, и будет характеризовать искомый оптимальный режим. Для судов, оборудованных дизельными установками, наиболее экономичными по расходу топлива режимами, как правило, являются режимы, когда заданная скорость судна достигается при меньших оборотах, а следовательно, при больших значениях шаговых отношений.

§ 59. ТЯГОВЫЕ ДИНАМОМЕТРИЧЕСКИЕ ИСПЫТАНИЯ

Различают два вида тяговых испытаний, проводимых для судов буксирного типа: швартовные и ходовые с возом. При испытаниях на швартовах определяют полезную тягу в зависимости от частоты вращения винта и от шагового отношения, если судно оборудовано ВРШ. Результаты испытаний представляют в форме графиков зависимости полезной тяги на галке и мощности на валу от частоты вращения гребного вала. При проведении динамометрических испытаний судно должно быть удалено от пирса так, чтобы гребной винт отстоял от стенки на расстоянии, равном не менее $75D$; глубина фарватера при этом должна быть равной $(5-6)D$. Испытания с возом проводят с целью определения тяги на галке. В процессе таких испытаний производят те же измерения, что и на свободном ходу. Дополнительно лишь фиксируют сопротивление воза по показаниям динамометра, закрепленного на испытываемом судне. Для построения кривой тяги на галке достаточно провести испытания с двумя возами, сопротивление которых подобрано так, чтобы скорости судна с возами при использовании полной мощности составляли бы приблизительно 0,3 и 0,6 от скорости полного свободного хода. Тогда, имея данные по испытаниям на свободном ходу, на швартовах (две точки) и результаты испытаний с двумя возами (еще две точки), можно по четырем точкам построить кривую тяги. При проведении тяговых испытаний с возом следует следить за длиной буксирного троса: она должна быть не менее 200 м с тем, чтобы исключить влияние работы гребных винтов на сопротивление воза. Программа таких испытаний практически такая же, как и для испытаний на свободном ходу. Снимают четыре-пять винтовых характеристик при различных шаговых отношениях ВРШ, строят кривые $v_s = f(n)$, $P_s = f(n)$ и расхода топлива на милю пути $B_s = f(n)$ а также кривую тяги на галке $L = f(v_s, P/D)$. Эти данные могут быть положены в основу выбора наиболее экономичных режимов движения с определенным возом при $v_s = \text{const}$.

УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Арефьев А. А. Определение элементов реверса судна с винтами регулируемого шага (ВРШ). — Судостроение, 1958, № 6, с. 12-17.
2. Ачкинадзе А. Ш. Обобщение теоремы Бетца на случай заданного распределения нагрузки по части лопасти. — Труды ЛКИ: Ходкость и мореходные качества судов, 1982, с. 23-30.
3. Бавин В. Ф., Завадовский Н. Ю., Левковский Ю. Л. и др. Гребные винты. Современные методы расчета. Л., Судостроение, 1983.
4. Басин А. М., Миннович И. Я. Теория и расчет гребных винтов. Л., Судпромгиз, 1963.
5. Бискуп Б. А., Сергеев Е. Н. Периодические силы, возникающие на направляющей насадке от гидродинамического действия гребного винта. — В сб.: Вопросы судостроения, 1972, вып. 1, с. 40-45.
6. Бакшт Ю. В. и др. Гребные винты регулируемого шага. Л., Судпромгиз, 1961.
7. Бородай И. К., Невзетаев Ю. А. Мореходность судов. Л., Судостроение, 1982.
8. Бурданов В. Н., Голощекин А. С., Липин В. Б. и др. Исследование динамики пропульсивного комплекса судна на нерегулярном волнении. — Судостроение, 1978, № 11, с. 28-31.
9. Бискуп Б. А., Терлецкий Б. М., Никитин М. Н. и др. Прочность гребных винтов. Л., Судостроение, 1973.

10. Бавин В. Ф. и др. Применение численных методов теории потенциала двойного слоя к расчету гребного винта при качке судна. — В сб.: Доклады семинара по гидродинамике судна, Т. 1, Варна, 1984, с. 78.1-78.5.
11. Белоцерковский С. М. и др. К построению нестационарной нелинейной теории воздушного винта. — Изв. АН СССР, Механика жидкостей и газов, 1979, № 5, с. 107-113.
12. Ветчинкин В. П., Поляхов Н. И. Теория и расчет воздушного гребного винта. М., Оборонгиз, 1940.
13. Воробьев Ю. Л., Крылов О. Н. Пульсирующие составляющие скорости в диске движителя при качке судна. — Труды ЦНИИМФ, Л., Транспорт, 1983, вып. 285, с. 47-51.
14. Войткусский Я. И. и др. Справочник по теории корабля. Л., Судостроение, 1973.
15. Воеводская Е. Н., Титов И. А. Исследование гидродинамической эффективности гребных винтов увеличенного диаметра с пониженной частотой вращения применительно к одновинтовым морским судам. — В сб.: Вопросы судостроения, 1978, вып. 19, с. 9-16.
16. Воеводская Е. Н., Турбал В. К. Влияние расположения и основных геометрических элементов гребного винта на возбуждаемые им вибрационные нагрузки. — В сб.: Вопросы судостроения, 1982, вып. 32, с. 21-32.
17. Гахов П. Д. Красные задачи. М., Наука, 1977.
18. Гирс И. В. и др. Испытание мореходных качеств судов. Л., Судостроение, 1977.
19. Горшков А. С., Русецкий А. А. Кавитационные трубы. Л., Судостроение, 1972.
20. Горин А. Л., Пустошный А. Ф. Влияние формы носовых обводов на течение в пограничном слое морских транспортных судов. — В сб.: Гидродинамика транспортных судов, ЦНИИ им. акад. А. Н. Крылова, 1981, с. 54-68.
21. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Наука, 1971.
22. Гречин М. А. О совместной работе винта и двигателя в условиях волнения и килевой качки судна. — Труды ЦНИИМФ, Л., Транспорт, 1961, вып. 35, с. 74-78.
23. Гречин М. А. Расчет характеристик разгона и торможения судна. — Труды ЦНИИМФ, Л., Транспорт, 1958, вып. 15, с. 97-109.
24. Грузинов В. И. и др. Крыльчатые движители. Л., Судостроение, 1973.
25. Дробленков В. В., Каневский Г. И. Подъемная сила и вязкостное сопротивление плоских профилей в вязкой несжимаемой жидкости. — В сб.: Вопросы судостроения, 1980, вып. 23, с. 26-32.
26. Дробленков В. В., Каневский Г. И., Карулина М. М. и др. Подъемная сила и вязкостное сопротивление винтовых профилей в вязкой жидкости и масштабный эффект гидродинамических характеристик гребных винтов. — В сб.: Вопросы судостроения, 1982, вып. 32, с. 93-102.
27. Жуковский Н. Е. Вихревая теория гребного винта. — Избр. соч., т. 2, М.—Л., ГИИТЛ, 1948.
28. Завадовский Н. Ю., Титов И. А. Гидродинамические характеристики четырехлопастных гребных винтов для скоростных транспортных судов. — В сб.: Вопросы судостроения, 1974, вып. 5, с. 3-14.
29. Завадовский Н. Ю., Русецкий А. А. Метод расчета давлений на лопастях гребных винтов. — Труды НТО Судпрома, Л., Судостроение, 1977, вып. 253, с. 65-77.
30. Ильин В. М. Методика оценки характеристик ходкости судна на реальном морском волнении. — В сб.: Вопросы судостроения, 1982, вып. 32, с. 33-44.
31. Ильин В. М. Экспериментальное исследование влияния волнения моря и качки на гидродинамические характеристики гребных винтов. — В сб.: Вопросы судостроения, 1972, вып. 1, с. 79-85.
32. Ильин В. М. и др. Систематические экспериментальные исследования поля скоростей в диске движителя при качке судна. — В сб.: Вопросы судостроения, 1983, вып. 37, с. 53-59.
33. Каневский Г. И., Круглова С. Н. Влияние обтекания дисков гребных винтов на пропульсивные характеристики двухвалльных судов. — Труды ЦНИИ им. акад. А. Н. Крылова, 1975, вып. 285, с. 123-128.
34. Кацман Ф. М., Кудреватый Г. М. Конструирование винторуллевых комплексов морских судов. Л., Судостроение, 1974.
35. Кацман Ф. М., Пустошный А. Ф. Метод расчета влияния шероховатости гребных винтов на винтовые характеристики двигателя. — В кн.: Научно-технический сборник. Регистр СССР. Л., Транспорт, 1981, вып. 11, с. 39-51.
36. Кацман Ф. М. и др. Пропульсивные качества морских судов. Л., Судостроение, 1972.
37. Колесцкий В. В. Теория идеального движителя. Конспект лекций. ЛКИ, 1960.
38. Колесцкий В. В. Гидродинамика винта в трубе кругового сечения. Л., Судпромгиз, 1956.
39. Ключин И. И. и др. Справочник по судовой акустике. Л., Судостроение, 1978.
40. Корнейчук А. А. Квадратурные формулы для сингулярных интегралов. — В сб.: Численные методы решения дифференциальных и интегральных уравнений и квадратурные формулы. М., Наука, 1964, т. 4, № 4, с. 64-74.
41. Кондриков Д. В. Обобщенная форма представления волновых режимов в целях оценки средней скорости судна. — Труды ЦНИИМФ, Л., Транспорт, 1973, вып. 165, с. 12-16.
42. Котловнич В. М. О силах, действующих на обтекатели ступиц гребных винтов. — Труды ЦНИИ им. акад. А. Н. Крылова, 1968, вып. 234, с. 15-29.
43. Лаврентьев В. М. Судовые движители. М.—Л., Морской транспорт, 1949.
44. Лаврентьев В. М. Гидродинамика широколопастных гребных винтов. — Труды НТО Судпрома, 1963, вып. 45, с. 197-219.
45. Лебедев Н. Н. Специальные функции и их приложения. М.—Л., Физматгиз, 1963.
46. Леликин А. М. К вихревой теории изолированного винта. — Труды ЦАГИ, 1940, вып. 529, с. 29-43.
47. Липин В. Б. Гидродинамика гребного винта при качке судна. Л., Судостроение, 1975.

48. Лилис В. Б. Расчет параметров автоматической системы защиты двигателя при движении судна на волнении. — Судостроение, 1977, № 10, с. 40—43.
49. Липис В. Б., Ремез Ю. В. Безопасные режимы штормового плавания судов. М., Транспорт, 1982.
50. Лилис В. Б., Крылов О. Н. Общий прогноз ходовых характеристик судна на волнении. — Труды ЦИИИМФ, Л., Транспорт, 1983, вып. 295, с. 119—131.
51. Лилис В. Б., Петров А. А. Гидродинамика гребного винта на переменных режимах. — В сб.: Доклады семинара по гидродинамике судна, т. 1. Варна, 1983, с. 1—7.
52. Лифенко П. Л. и др. Метод определения эффективной скорости в месте расположения движителя. — Труды НТО Судпрома, Л., Судостроение, 1980, вып. 313, с. 34—40.
53. Мартиросов Г. Г. Расчет реверса судна с ВРШ. — Судостроение, 1962, № 6, с. 14—18.
54. Минювич И. Я. и др. Гидродинамические источники звука. Л., Судостроение, 1972.
55. Минювич И. Я. Влияние качки корабля на гидродинамические характеристики гребных винтов. — Судостроение, 1949, № 5, с. 7—9.
56. Мавлюдов М. А., Русецкий А. А., Садовникова Ю. М. и др. Движители быстроходных судов. Л., Судостроение, 1982.
57. Майкапар Г. И. К теории тонкого крыла. Приложения вихревой теории винта. Труды ЦАГИ, 1947, вып. 613.
58. Мишкевич В. Г. Машинная обработка результатов испытаний систематических серий моделей гребных винтов в «свободной воде». — В сб.: Средства и методы натурных исследований переходных качеств судов. Материалы по обмену опытом, НТО Судпрома, Л., Судостроение, 1979, вып. 296, с. 61—68.
59. Мишкевич В. Г. О построении квадратурных формул для сингулярных интегралов, встречающихся в аэродинамике. — В сб.: Вопросы судостроения, 1980, вып. 23, с. 98—108.
60. Мишкевич В. Г., Титов И. А. Об учете закручивания струи при расчете гидродинамических характеристик гребных винтов, работающих в равномерном и неравномерном потоках. — В сб.: Вопросы судостроения, 1977, вып. 15, с. 73—78.
61. Мишкевич В. Г. Периодическая вихревая теория гребного винта в однородном потоке идеальной жидкости. — В сб.: Вопросы судостроения, 1978, вып. 19, с. 70—82.
62. Морозов В. П. Кавитационный шум как последовательность акустических импульсов, возникающих в случайные моменты времени. — Акустический журнал, 1968, т. 14, № 3, с. 435—440.
63. Матвеев Г. А., Орлов О. П., Лустошный А. Ф. и др. Эффективный попутный поток. Состояние вопроса и направление исследований. — В сб.: Гидродинамика транспортных судов, ЦИИИ им. акад. А. Н. Крылова, 1981, с. 3—26.
64. Некрасов А. Н. Теория крыла в нестационарном потоке. — Собр. соч., т. 2, М., Изд-во АН СССР, 1982.
65. Орлов О. П., Лустошный А. Ф. Приближенный метод определения масштабного эффекта номинального попутного потока на одновалных судах. — Труды ЦИИИ им. акад. А. Н. Крылова, 1975, вып. 285, с. 85—98.
66. Паммель Э. Э. Практический расчет гребного винта. Л., НИВК, 1926.
67. Перник А. Д. Проблемы кавитации. Л., Судостроение, 1966.
68. Пехтусов М. В., Турбал В. К. Гидродинамические характеристики многолопастных гребных винтов. — В сб.: Вопросы судостроения, 1972, вып. 1, с. 13—24.
69. Проблемы прикладной гидромеханики судна/Под ред. И. А. Титова. Л., Судостроение, 1975.
70. Лустошный А. Ф., Титов И. А. Некоторые особенности взаимодействия гребного винта с корпусом судна. — В сб.: Гидродинамика транспортных судов, ЦИИИ им. акад. А. Н. Крылова, 1980, с. 9—13.
71. Русецкий А. А., Прищепина Т. Ю. Расчет гидродинамических характеристик гребных винтов в процессе маневрирования. — В сб.: Гидродинамика транспортных судов, ЦИИИ им. акад. А. Н. Крылова, 1981, с. 45—52.
72. Русецкий А. А. Гидродинамика винтов регулируемого шага. Л., Судостроение, 1968.
73. Русецкий А. А. Движители судов с динамическими принципами поддержания. Л., Судостроение, 1979.
74. Смородан А. И., Шапов В. С. Теоретическое исследование характеристик потенциального потока вблизи корпуса судна при качке. — В сб.: Доклады семинара по гидродинамике судна, т. 1, разд. 6, Варна, 1983, с. 1—10.
75. Турбал В. К. и др. Проектирование формы обводов и движителей морских транспортных судов. Л., Судостроение, 1983.
76. Урик Р. Д. Основы гидроакустики/Пер. с англ. Л., Судостроение, 1978.
77. Устройство для моделирования колебаний момента сопротивления гребного винта. А. с. № 588546 (СССР). Опубликовано в В. П., 1978, № 2.
78. Фоменко Ю. И., Малова В. Ф. Гидромеханические характеристики комплекса винт—направляющая лопатка при качке вблизи поверхности воды. — Труды ЦИИИМФ, Л., Транспорт, 1971, вып. 153, с. 31—46.
79. Чумах В. М. Систематические данные по аксиальной составляющей попутного потока за корпусом одновалных транспортных судов. — В сб.: Вопросы судостроения, 1980, вып. 26, с. 81—89.
80. Bruijn A., Wolde T. Measurement and prediction of ships noise as generated by cavitating propeller. — Symposium on «High powered propulsion of large ships», Wageningen (Netherlands), 1974.
81. Cavitation Committee report. — Proceedings of the 12th ITTC, Roma, 1969.
82. Cavitation session. — Proceedings of the 16th ITTC, Leningrad, 1981.
83. Dyne G. A study of the scale effect on wake, propeller cavitation and vibratory pressure at hull of two tanker models. — TSNAME, 1974, vol. 82.
84. Dyne G. An experimental verification of a design method for ducted propeller. — Swedish State Shipbuilding Experimental Tank Publ. 1968, N 63.
85. Faltisen O. H., Minsas K. J., Llapis N., Skjoldal S. O. Prediction of resistance and propulsion of a ship in a seaway. — Proceedings of the 13th ONK symposium, Tokyo, 1980, p. 505—529.
86. Hockstra M. Prediction of full scale wake characteristics based on model wake survey. — Int. Shipbuilding Progress, June 1975, vol. 22, N 250, p. 204—219.
87. Hough G. R., Ordway D. E. The generalized actuator disk. — Developments in theoretical and Applied Mechanics. Pergamon Press, 1965, vol. 11, p. 317—336.
88. Holden K. O., Fagerjord O., Frostad R. Early design stage approach to reducing surface forces due to propeller cavitation. — TSNAME, 1980, vol. 88.
89. Hylarides S., van Gent W. Hydrodynamic reactions to propeller vibrations. — Ship and Weir, 1979, N 19, p. 383—393.
90. Huang T. T., Peterson F. B. Influence of viscous effects on model Full Scale cavitation scaling. — Journal of ship Research, 1976, vol. 20, N 4, p. 215—223.
91. Lammeren W. P. A., Masen J. D., Gosterveld M. W. C. The Wageningen B-screw series. — TSNAME, 1969, vol. 77, p. 269—318.
92. Matveyev G. A., Orlov O. P. Velocity field prediction problem: main objectives. — Conference on seagoing qualities of ships and marine structures, Varna, September 1983, p. 1—12.
93. Morgan Wm. B., Silovic V., Denny S. B. Propeller Lifting-surface correction. — TSNAME, 1968, vol. 76, p. 309—347.
94. Murday D. C. On predicting power increase in irregular waves from model experiments in regular waves. — Proceedings of the 13th ITTC, Berlin-Hamburg, vol. 2, 1972.
95. Nakamura S. Added resistance and propulsive performance of ships in waves. — The Society of Naval Architects of Japan. Int. Seminar on waves resistance, Feb. 3—5, Tokyo, 1976, p. 199—217.
96. Naito S., Nakamura S. Open water characteristics and load fluctuation of propeller at racing condition in waves. — The Society of Naval Architects of Japan, 1979, N 172, p. 51—63.
97. Report of Performance Committee. — Proceedings of the 15th ITTC, Hague, 1978.
98. Recommendations of the 14th ITTC. — Proceedings of the 14th ITTC, Canada, 1974—79.
99. Raestad A. E. Estimation of Marine Propeller's Induced effect on the hull wake field. Scale effects on the hull wake field. — Det Norske Veritas report, N 72—3—4.
100. D. Ross. Mechanics of underwater noise. — Pergamon Press, N. Y., 1976.
101. Sasajima H. and Tanaka J. On the Estimation of wake of ships. — Proceedings of the 11th ITTC, Tokyo, 1966.
102. Sparenberg V. A. Application of lifting surface theory to ship screws. — Int. Shipbuilding Progress, 1960, vol. 7, N 67, p. 99—106.
103. Suhrbier K. An experimental investigation on the propulsive effect of a ruder in the propeller stream. — Int. Shipbuilding Progress, vol. 21, N 234, 1974.
104. Tsakonas S., Jacobs W. R., Ali M. R. Exact linear lifting-surface theory for a Marine propeller in a Nonuniform flow field. — Journal of ship Research, vol. 17, N 4, 1973.
105. Tsakonas S., Breslin J. P., Jacobs W. R. Blade Pressure Distribution for a moderately loaded propeller. — Journal of ship Research, vol. 27, N 1, 1983.
106. Titov I. A., Poostoshnij A. F., Orlov O. P. Prediction of the velocity field in way of ship propeller. — Proceedings of the 12th Symposium on Naval Hydrodynamics, Washington, D. C., 1979.
107. Titov I. A., Odlesnov Yu. P. Some aspects of propeller-hull interaction Swedish. — Soviet Propeller Symposium, Moscow, 1975.
108. Unasa H. Calculation of the fluctuations of propeller load induced by ship motions in oblique waves (part I). — ISNA, Japan, 1974, vol. 136, p. 69—82.
109. Vossers G. Fundamentals of behaviour ships in waves. — Journal of Ship Research, 1961—1962, vol. 63—95.

ОГЛАВЛЕНИЕ

От научных редакторов	5
РАЗДЕЛ ПЕРВЫЙ	
ГИДРОМЕХАНИКА	
Основные обозначения	7
Глава I. Общие сведения по гидромеханике	9
§ 1. Основные свойства и физические характеристики жидкостей	9
§ 2. Кинематические характеристики потоков жидкости	14
Глава II. Гидромеханика невязкой жидкости	22
§ 3. Уравнения движения невязкой жидкости и их интегралы	22
§ 4. Потенциальные течения	24
§ 5. Методы расчета потенциальных течений и обтекания тел	31
§ 6. Методы расчета гидродинамических реакций	46
§ 7. Вычисление инерционных гидродинамических реакций и кинетической энергии жидкости	50
§ 8. Значения присоединенных масс тел различной формы	53
§ 9. Влияние на присоединенные массы свободной поверхности жидкости	62
Глава III. Обтекание тел вязкой жидкостью	70
§ 10. Теория напряжений и уравнения движения вязкой жидкости	70
§ 11. Турбулентные течения жидкости	73
§ 12. Динамическое подобие потоков жидкости и общие формулы для гидродинамических сил	77
§ 13. Пограничный слой и его свойства	81
§ 14. Ламинарный пограничный слой	86
§ 15. Турбулентный пограничный слой	88
§ 16. Обтекание шероховатых поверхностей	96
§ 17. Трехмерный пограничный слой	100
§ 18. Турбулентные струи и гидродинамический след за телом	102
Глава IV. Волны и гидродинамические силы волновой природы	107
§ 19. Характеристики плоских регулярных волн	107
§ 20. Статистические характеристики ветровых волн и сведения о волнении в некоторых районах моря	112
§ 21. Спектральный метод исследования и структура морского ветрового волнения	120
§ 22. Постановка задачи о волновом сопротивлении и ее функции Грина	130
§ 23. Волнообразование и гидродинамические силы волновой природы при поступательном движении тел и судов	139
Глава V. Теория крыла	144
§ 24. Геометрические и гидроаэродинамические характеристики крыльев	144
§ 25. Расчет гидроаэродинамических характеристик профиля крыла	149
§ 26. Линейная теория крыла конечного размаха	153
§ 27. Нелинейная теория крыла конечного размаха	159
§ 28. Обтекание плоских решеток профилей	162
§ 29. Теория нестационарного движения крыла	165

Глава VI. Кавитация	174
§ 30. Природа кавитации и ее виды	174
§ 31. Расчет развитого кавитационного обтекания тел	184
§ 32. Некусающаяся кавитация	189
Глава VII. Установки для экспериментальных исследований в области гидродинамики судна	190
§ 33. Общие сведения	190
§ 34. Опытные бассейны	191
§ 35. Конструкция и оборудование опытных бассейнов	196
§ 36. Гидродинамические допки	198
§ 37. Кавитационные трубы	200
§ 38. Конструкция и оборудование кавитационных труб	202
§ 39. Кавитационные бассейны	204
§ 40. Опытные бассейны для мореходных испытаний судов	205
Указатель литературы	210
РАЗДЕЛ ВТОРОЙ	
СОПРОТИВЛЕНИЕ ДВИЖЕНИЮ СУДОВ	
Основные обозначения	
Глава I. Общие сведения о сопротивлении движению судов	215
§ 1. Сопротивление движению судна и его составляющие	215
§ 2. Общие формулы для сопротивления и буксировочной мощности	219
§ 3. Расчет площади смоченной поверхности судна	221
Глава II. Вязкостное сопротивление судна	222
§ 4. Характерные особенности течения в пограничном слое судна	222
§ 5. Сопротивление трения при плоском и осесимметричном обтекании тел	227
§ 6. Вязкостное сопротивление крыловых профилей и тел вращения	233
§ 7. Вязкостное сопротивление плохообтекаемых тел	234
§ 8. Вязкостное сопротивление судна	241
§ 9. Влияние шероховатости обшивки на сопротивление	246
§ 10. Сопротивление вырезов	255
§ 11. Сопротивление воздуха движению судна	259
§ 12. Пути снижения вязкостного сопротивления судов	264
Глава III. Влияние волнообразования и ускорения на сопротивление движению судна	271
§ 13. Характерные особенности волнообразования и волнового сопротивления судов	271
§ 14. Применение теории волнового сопротивления	274
§ 15. Пути снижения волнового сопротивления	283
§ 16. Сопротивление при движении с ускорением	286
Глава IV. Сопротивление при движении судна на ограниченном фарватере	289
§ 17. Сопротивление судна на мелководье и в канале	289
§ 18. Влияние ограниченности глубины мерных линий на сопротивление и скорость судов при натурных испытаниях	294
Глава V. Сопротивление при движении судна на волнении	296
§ 19. Влияние морского волнения на сопротивление и скорость судна	296
§ 20. Методы определения дополнительного сопротивления судна на волнении	302
§ 21. Приближенный учет влияния морского волнения на сопротивление движению судна	309

Глава VI. Исследование сопротивления воды движению судов путем испытаний моделей	315
§ 22. Расчетно-экспериментальный метод определения сопротивления воды движению судна по результатам буксировочных испытаний	315
§ 23. Методы пересчета сопротивления модели на натурное судно и примеры их использования	324
§ 24. Методы экспериментального определения составляющих сопротивления	331
Глава VII. Способы приближенного расчета сопротивления движению судна	341
§ 25. Классификация приближенных способов расчета сопротивления	341
§ 26. Способы приближенного определения остаточного сопротивления судна на основании серийных испытаний моделей	348
§ 27. Способы определения остаточного сопротивления путем пересчета с прототипа	381
§ 28. Сопротивление многокорпусных судов и приближенные способы его расчета	384
Глава VIII. Форма корпуса морских судов и ее влияние на сопротивление	391
§ 29. Влияние на сопротивление основных соотношений и коэффициентов полноты корпуса	391
§ 30. Формы обводов корпуса и их выбор	401
§ 31. Сопротивление и форма выступающих частей	406
§ 32. Аналитические методы оптимизации формы обводов	408
Глава IX. Сопротивление судов внутреннего и смешанного плавания	410
§ 33. Формы обводов судов внутреннего и смешанного плавания, особенности их сопротивления и методы его определения	410
§ 34. Практический учет влияния мелководья на сопротивление судов внутреннего и смешанного плавания	415
§ 35. Сопротивление составов	418
Указатель литературы	421
РАЗДЕЛ ТРЕТИЙ	
СУДОВЫЕ ДВИЖИТЕЛИ	
Основные обозначения и системы координат, используемые при описании судовых двигателей	425
Глава I. Общие сведения о двигателях	430
§ 1. Принцип действия и классификация двигателей	430
§ 2. Идеальный двигатель	434
§ 3. Геометрия и конструкция гребного винта	436
§ 4. Основы гидродинамики гребного винта	442
Глава II. Вихревая теория гребного винта, работающего в однородном потоке	446
§ 5. Вихревая теория гребного винта	446
§ 6. Вихревая теория несущей линии	450
§ 7. Теория стационарной несущей поверхности	459
§ 8. Силы и моменты на гребном винте	466
§ 9. Гребной винт с наименьшими индуктивными потерями	471
Глава III. Экспериментальное определение кривых действия гребных винтов	475
§ 10. Методика динамических испытаний моделей гребных винтов	475
§ 11. Результаты серийных испытаний моделей гребных винтов	477
§ 12. Масштабный эффект гидродинамических характеристик гребных винтов	510

Глава IV. Взаимодействие гребного винта с корпусом судна	514
§ 13. Основные понятия	514
§ 14. Экспериментальное определение коэффициентов взаимодействия гребного винта с корпусом судна	518
§ 15. Влияние работы гребного винта на величину и распределение попутного потока	521
§ 16. Масштабный эффект поля скоростей	527
§ 17. Оптимальный движительный комплекс корпус — движитель	531
§ 18. Вихревая теория гребного винта, работающего в неоднородном по окружности потоке	534
Глава V. Кавитация гребных винтов	538
§ 19. Формы кавитации и ее влияние на эксплуатационные характеристики гребных винтов	538
§ 20. Методы прогнозирования кавитации гребных винтов	541
§ 21. Расчетная оценка момента возникновения кавитации и зон лопастей, охваченных кавитацией	545
§ 22. Кавитационная эрозия движителей и меры борьбы с ней	555
Глава VI. Периодические силы и давления, передаваемые винтом на гребной вал и корпус судна	563
§ 23. Гребной винт как источник возникновения периодических сил, передаваемых на гребной вал и корпус судна	563
§ 24. Методы определения и способы снижения периодических сил и моментов, передаваемых гребным винтом на валопровод	564
§ 25. Периодические давления на корпусе судна, обусловленные гидродинамическим действием гребного винта	574
Глава VII. Гребной винт как источник шумности	583
§ 26. Основные физические причины, вызывающие шум гребного винта	583
§ 27. Звук вращения гребного винта	586
§ 28. Кавитационный шум гребного винта	589
§ 29. «Пение» гребного винта	594
§ 30. Мероприятия, снижающие шум гребного винта	595
Глава VIII. Практический расчет гребного винта	596
§ 31. Рекомендации по расположению гребных винтов	596
§ 32. Предварительный выбор основных элементов гребного винта	604
§ 33. Определение расчетного режима и проектирование гребного винта по диаграммам серийных испытаний	613
§ 34. Геометрические и гидродинамические характеристики винтовых профилей	618
§ 35. Проектировочный расчет гребного винта по вихревой теории	626
§ 36. Поверочный расчет гребного винта	634
§ 37. Поверочный расчет гребных винтов на кавитацию	637
§ 38. Методы поверочного расчета общей и местной прочности лопастей двигателей	643
§ 39. Особенности расчета соосных гребных винтов	652
Глава IX. Автоматизированное проектирование гребных винтов	654
§ 40. Общая характеристика системы автоматизированного проектирования гребных винтов	654
§ 41. Программное обеспечение САПР ГВ	660
Глава X. Гребные винты регулируемого шага	664
§ 42. Особенности применения и проектирования винтов регулируемого шага	664
§ 43. Диаграммы для проектирования и гидродинамических расчетов ВРШ. Схемы расчетов	677
Глава XI. Крыльчатые движители	695
§ 44. Принцип действия и конструкция крыльчатого движителя	695
§ 45. Гидродинамические характеристики крыльчатых движителей	698
§ 46. Вихревая теория и гидродинамический расчет крыльчатого движителя	702

Глава XII. Проектирование движительного комплекса гребной винт — направляющая насадка	706
§ 47. Общая характеристика комплекса гребной винт — направляющая насадка	706
§ 48. Выбор формы профиля направляющей насадки и проектирование движительного комплекса	710
§ 49. Особенности кавитации движительного комплекса гребной винт — направляющая насадка	716
Глава XIII. Реверсирование судов при помощи гребных винтов	719
§ 50. Расчет характеристик винта при реверсировании	719
§ 51. Расчет маневренных качеств судна при реверсировании	723
Глава XIV. Работа гребного винта в условиях качки	726
§ 52. Влияние условий движения судна на волнении на работу гребного винта	726
§ 53. Теоретические и экспериментальные методы расчета действия гребного винта при качке	731
§ 54. Практический метод расчета действия гребного винта при качке	736
§ 55. Расчет ходовых характеристик судна на волнении	742
Глава XV. Натурные пропульсивные испытания судов	748
§ 56. Скоростные испытания	748
§ 57. Анализ результатов испытаний	753
§ 58. Особенности скоростных испытаний судов, оборудованных ВРП	754
§ 59. Тяговые динамометрические испытания	756
Указатель литературы	756

СПРАВОЧНИК ПО ТЕОРИИ КОРАБЛЯ

В ТРЕХ ТОМАХ

Под редакцией Я. И. Войткунского

ТОМ ПЕРВЫЙ ГИДРОМЕХАНИКА, СОПРОТИВЛЕНИЕ ДВИЖЕНИЮ СУДОВ. СУДОВЫЕ ДВИЖИТЕЛИ

Зав. редакцией *И. Г. Русецкий*
Редакторы: *Н. И. Долинина, А. И. Кускова, Н. П. Саяпина*
Корректоры: *С. Н. Маковская, И. М. Меримская, В. Ю. Самохина*
Художественный редактор *О. П. Андреев*
Технический редактор *А. И. Казакова*
Переплет художника *Б. Н. Осенчакова*
ИБ № 814

Сдано в набор 16.10.84. Подписано в печать 25.07.85. М-23764. Формат 60 × 90^{1/16}.
Бумага книжно-журнальная имп. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 48.
Усл. кр.-отт. 48. Уч.-изд. л. 61,9. Тираж 11 000 экз. Изд. № 3960—84. Заказ № 255.
Цена 3 р. 60 к.

Издательство «Судостроение», 191065, Ленинград, ул. Гоголя, 8.
Ленинградская типография № 6 ордена Трудового Красного Знамени
Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой
Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
193144, г. Ленинград, ул. Моисеенко, 10.

В 1985 ГОДУ

В ИЗДАТЕЛЬСТВЕ «СУДОСТРОЕНИЕ»

ВЫЙДУТ В СВЕТ:

АШИК В. В. ПРОЕКТИРОВАНИЕ СУДОВ: Учебник. -- 2-е изд., перераб. и доп. — Л.: Судостроение. — 22 л., ил. — 1 р. 10 к.

В соответствии с программой курса «Проектирование судов» освещены вопросы теории проектирования судов. В дополнение к первому изданию (1975 г.) большое внимание уделено выбору оптимального варианта проектируемого судна с учетом экономических требований.

Для студентов кораблестроительных вузов и факультетов.



ВАШЕДЧЕНКО А. Н. АВТОМАТИЗИРОВАННОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ СУДОВ: Учебник. — Л.: Судостроение. — 9 л., ил. — 35 к.

В соответствии с программами курса «Проектирование и архитектура судов» и «Методы оптимального проектирования в судостроении» для специальности «Судостроение и судоремонт» рассмотрены вопросы организации проектирования судна для нахождения оптимального решения, описаны выбор критериев оптимизации, построение целевых функций, порядок разработки математической модели судна.

Для студентов кораблестроительных вузов.



ГРИВНИН Ю. А., ЗУБРИЛОВ С. П. КАВИТАЦИЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ. Л.: Судостроение. 10 л., ил. 55 к.

Изложены основные положения методики, позволяющей прогнозировать кавитационные качества гидравлического оборудования. Предлагается комплекс мероприятий, способствующих снижению интенсивности эрозионного воздействия кавитации.

Для специалистов по судовому оборудованию проектных институтов, заводов и ремонтно-эксплуатационных предприятий.



МУРУ Н. П. ПРИКЛАДНЫЕ ЗАДАЧИ ПЛАВУЧЕСТИ И ОСТОЙЧИВОСТИ СУДНА. — Л.: Судостроение. — 15 л., ил. — 80 к.

Рассмотрены прикладные вопросы статики корабля. К ним относятся: расчеты кессонирования, неполного докования и заданного изменения посадки судна; посадка и остойчивость судна, имеющего опору; расчеты всплытия затонувшего судна; расчеты снятия судна с мели.

Для специалистов, занимающихся исследованиями, проектированием и эксплуатацией транспортных судов.



НЬЮМЕН Дж. МОРСКАЯ ГИДРОДИНАМИКА: Пер. с англ. —
Л.: Судостроение. — 25 л., ил. — 4 р. 20 к.

Рассмотрены основы механики жидкости применительно к решению задач гидродинамики судна. Описаны теория крыла, несущей поверхности, волн и волновых движений, тонкого тела. Книга отличается оригинальной компоновкой материала, четким и лаконичным стилем изложения, а также ясной физической трактовкой основных положений.

Для специалистов, которым приходится заниматься вопросами гидродинамики судна.

