

# В

ДЛЯ ВУЗОВ

*Б.В.Овсянников*  
*Б.И.Боровский*

## ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ АГРЕГАТОВ ПИТАНИЯ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

# В

ДЛЯ ВУЗОВ

---

*Б.В.Овсянников*

*Б.И.Боровский*

## ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ АГРЕГАТОВ ПИТАНИЯ ЖИДКОСТНЫХ РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ

ТРЕТЬЕ ИЗДАНИЕ, ПЕРЕРАБОТАННОЕ  
И ДОПОЛНЕННОЕ

Допущено Министерством высшего и среднего  
специального образования СССР  
в качестве учебника для студентов  
авиационных специальностей  
высших учебных заведений



---

МОСКВА  
«МАШИНОСТРОЕНИЕ»  
1986

ББК 39.62

О34

УДК 629.7.036.54 063.6 : 621.675.001.2 (075.8)

Рецензент В. И. Петров

**Овсянников Б. В., Боровский Б. И.**

О34 Теория и расчет агрегатов питания жидкостных ракетных двигателей. — 3-е изд., перераб. и доп. — М.: Машиностроение, 1986. — 376 с., ил.

В пер.: 1 р. 20 к.

В книге приведены основные положения теории насосов и турбин турбонасосных агрегатов (ТНА) жидкостных ракетных двигателей (ЖРД), а также методы их гидродинамического расчета. Рассмотрены основы общей теории лопаточных машин, выведены расчетные соотношения для проектирования проточной части насосов и турбин, обоснован выбор их основных параметров, дан анализ условий работы ТНА. Книга предназначена для студентов авиационных специальностей вузов.

О 3607000000-147 147-86  
038 (01)-86

ББК 39.62  
6Т6

Жидкостные ракетные двигатели (ЖРД) по сравнению с другими видами тепловых двигателей имеют наилучшие удельные показатели по преобразуемой энергии, массе и размерам. Одним из наиболее ответственных и напряженных узлов ЖРД является турбонасосный агрегат (ТНА), обеспечивающий подачу топлива в камеру сгорания. Он состоит из насосов и турбины. Для насосов и турбин ЖРД характерны большие окружные скорости, высокие значения удельной работы, агрессивные рабочие тела и, что особенно важно, повышенные требования к кавитационной устойчивости насосов.

В настоящей книге рассматриваются вопросы теории и расчета насосов и турбин ЖРД. В ней последовательно изложены теоретические положения и рекомендации по расчету с алгоритмами и примерами.

В связи с тем что в ТНА ЖРД применяются лопаточные машины различных видов: осевые насосы и турбины, радиальные (центробежные) насосы, радиальные (центростремительные) турбины, один из основных разделов книги посвящен общей теории лопаточных машин (турбомашин), которая изложена в обобщенном виде.

Значительное внимание уделено расчету насосов на кавитацию, а также расчету энергетических характеристик насосов. При изложении этих вопросов широко использовались экспериментальные данные. В качестве основного рассмотрен наиболее типичный для ЖРД шнекоцентробежный насос. Подчеркнуты особенности расчета насосов окислителя и горючего. В книге приведены подробные сведения по выбору и расчету турбин ТНА для двигателей различных схем.

В заключительном разделе даны алгоритмы расчета параметров ТНА как элементы системы автоматизированного проектирования двигательных установок и дан анализ условий их работы в системе подачи компонентов.

Системы питания рассмотрены в общем виде и достаточно кратко, так как изучение конкретных их схем и регулирования двигателя является предметом специального курса.

Терминология и обозначения приняты в соответствии с ГОСТ 17655—80 «Двигатели ракетные жидкостные. Термины и определения» и с учетом подхода к насосам и турбинам как к лопаточным машинам. Фактические данные приведены на основе отечественных и иностранных публикаций. Примеры имеют методический характер и не относятся к какому-либо конкретному двигателю.

Рекомендации по проектированию ТНА ЖРД, изложенные в книге, можно широко использовать при разработке насосов и турбин в различных отраслях промышленности.

Ввиду того, что в ряде вузов сокращен курс по теории и расчету ТНА, часть материала напечатана петитом.

Для облегчения самостоятельной работы студентов книга разбита на достаточно мелкие разделы, теоретические положения иллюстрируются графическими зависимостями.

Разделы 1, 2 написаны Б. В. Овсянниковым, остальные разделы — Б. В. Овсянниковым и Б. И. Боровским. Научное редактирование книги выполнено Б. В. Овсянниковым.

Книга является третьим изданием учебника «Теория и расчет агрегатов питания жидкостных ракетных двигателей». При подготовке издания были учтены замечания и пожелания, высказанные читателями, и советы преподавателей, ведущих учебный процесс по аналогичным курсам.

В третьем издании в отличие от предыдущих существенно переработаны разделы: «Кавитация в насосах», «Осевые насосы», «Отводы насосов»; освещены новые вопросы: удельная мощность, вибронагруженность ТНА; расчеты насоса и турбины представлены как элементы системы автоматизированного проектирования двигательной установки с ЖРД; внесены изменения методического характера, например при описании системы КПД, балансов мощностей насосов и турбины.

Авторы выражают искреннюю благодарность Н. С. Ершову, В. А. Целикову, Н. И. Кравчику, В. С. Селифонову за сделанные ими предложения по содержанию книги; В. В. Рамодиной, Е. А. Труфановой, Л. И. Марьиной, С. В. Каширину, Г. Н. Шишлянниковой за помощь при подготовке книги к переизданию и В. И. Петрову за ценные замечания, высказанные при рецензировании книги.

Все замечания по существу изложенных вопросов и методике изложения следует направлять по адресу: 107076, Москва, Б-76, Стромынский пер., 4, издательство «Машиностроение».

## УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

---

- $a$  — скорость звука  
 $b$  — ширина решетки лопаточной машины (насоса, турбины)  
 $c$  — абсолютная скорость движения жидкости газа  
 $C$  — кавитационный коэффициент быстроходности  
 $D, d$  — диаметр  
 $F, f$  — площадь  
 $g$  — ускорение свободного падения  
 $h$  — высота  
 $H$  — напор  
 $\bar{H}$  — коэффициент напора  
 $i$  — угол атаки, энтальпия  
 $k_z$  — коэффициент влияния конечного числа лопаток  
 $L$  — удельная работа; уменьшение энергии жидкости, газа  
 $\bar{L}$  — коэффициент работы  
 $\dot{m}$  — массовый расход жидкости или газа  
 $n_s$  — коэффициент быстроходности  
 $N$  — мощность  
 $p$  — давление  
 $q$  — расходный параметр  
 $R, r$  — радиус  
 $R$  — газовая постоянная  
 $T$  — температура  
 $t$  — шаг  
 $u$  — окружная скорость  
 $v$  — удельный объем  
 $\dot{V}$  — объемный расход жидкости или газа  
 $w$  — относительная скорость  
 $z$  — число лопаток; число ступеней турбины, насоса  
 $\varepsilon$  — степень парциальности (степень впуска)  
 $\zeta$  — коэффициент потерь  
 $\eta$  — КПД  
 $\nu$  — коэффициент кинематической вязкости жидкости  
 $\xi$  — коэффициент местных сопротивлений  
 $\rho$  — плотность жидкости, газа; степень реактивности  
 $\sigma$  — коэффициент полного давления  
 $\omega$  — угловая скорость

## Индексы

- ад — адиабатный
- вн — внутренний
- вт — втулка
- вх — входной
- вых — выходной
- г — гидравлический
- д — дисковый
- кав — кавитационный
- кр — критический
- мех — механический
- н — насос
- п — периферийный
- пол — политропный
- р — расчетный, расходный
- с — сопловой аппарат сборника насоса
- ср — средний
- срв — срывной
- т — теоретический, турбина
- тр — трение
- у — уплотнение, утечка
- ш — шнек
- $m$  — меридиональные составляющие скоростей и проекции сечений
- $r$  — радиальные скорости
- $u$  — окружная составляющая скоростей, параметры на окружности колеса турбины
- $z$  — осевые составляющие скоростей, моменты относительно оси  $z$  и т. п.
- $\infty$  — параметры, определенные исходя из предположения, что число лопаток бесконечно большое

# 1. ТРЕБОВАНИЯ К НАСОСАМ И ТУРБИНАМ

## 1.1. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СИСТЕМ ПОДАЧИ КОМПОНЕНТОВ

ЖРД — двигатель, предназначенный для создания тяги при кратковременном действии. Обычно время его работы измеряется секундами или минутами. В ЖРД используются топлива, состоящие из жидких компонентов — жидкий окислитель и жидкое горючее, или однокомпонентные топлива. Массовый расход топлива составляет килограммы и тысячи килограммов в секунду. Значение массового расхода топлива определяется тягой и удельным импульсом двигателя:

$$\dot{m} = P/I_y, \quad (1.1)$$

где  $\dot{m}$  — массовый расход топлива ЖРД, кг/с, определяемый суммой массовых расходов компонентов — окислителя  $\dot{m}_{\text{ок}}$  и горючего  $\dot{m}_{\text{г}}$ :

$$\dot{m} = \dot{m}_{\text{ок}} + \dot{m}_{\text{г}}; \quad (1.2)$$

$P$  — тяга, Н;  $I_y$  — удельный импульс, м/с.

Удельный импульс ЖРД в зависимости от выбранных компонентов находится обычно в пределах 2500 ... 4500 м/с. Оценим приближенно расход топлива в ЖРД. Если принять  $I_y = 3300$  м/с, то на каждые 10 кН тяги потребуется 3 кг/с расхода топлива.

Массовый расход каждого из компонентов можно определить по суммарному расходу топлива и выбранному значению соотношения компонентов

$$K_m = \dot{m}_{\text{ок}}/\dot{m}_{\text{г}}. \quad (1.3)$$

С помощью формул (1.2) и (1.3) получим

$$\dot{m}_{\text{ок}} = K_m \dot{m} / (1 + K_m); \quad (1.4)$$

$$\dot{m}_{\text{г}} = \dot{m} / (1 + K_m). \quad (1.5)$$

Как правило,  $K_m$  больше единицы (обычно  $K_m = 2 \dots 6$ ), т. е. массовый расход окислителя  $\dot{m}_{\text{ок}}$  больше расхода горючего  $\dot{m}_{\text{г}}$ . Объемный расход компонента находят по массовому расходу и плотности:

$$\dot{V}_{\text{ок}} = \dot{m}_{\text{ок}}/\rho_{\text{ок}}; \quad (1.6)$$

$$\dot{V}_{\text{г}} = \dot{m}_{\text{г}}/\rho_{\text{г}}, \quad (1.7)$$

где  $\dot{V}_{\text{ок}}$  и  $\dot{V}_{\text{г}}$  — соответственно объемные расходы окислителя и горючего;  $\rho_{\text{ок}}$  и  $\rho_{\text{г}}$  — плотности окислителя и горючего.



Обычно плотность окислителя (производные азотной кислоты, жидкий кислород и пр.) больше, чем плотность горючего (керосин, спирты и пр.), поэтому разница в объемных расходах окислителя и горючего меньше, чем разница в их массовых расходах.

Объемные расходы компонентов составляют тысячные и сотые доли кубических метров в секунду для двигателей с умеренной тягой (до 300 кН) и десятые доли кубических метров в секунду для двигателей с большей тягой.

Давление подачи рабочего компонента  $p_{\text{вых}}$  на выходе насоса определяется давлением в камере сгорания  $p_{\text{к}}$ , перепадом на форсунках  $\Delta p_{\text{ф}}$ , при применении наиболее распространенной схемы двигателя с дожиганием перепадом давления на турбине  $\Delta p_{\text{т}}$  и сопротивлением гидравлической магистрали на выходе из насоса  $\Delta p_{\text{сопр. вых}}$ :

$$p_{\text{вых}} = p_{\text{к}} + \Delta p_{\text{ф}} + \Delta p_{\text{т}} + \Delta p_{\text{сопр. вых}}. \quad (1.8)$$

При давлении  $p_{\text{к}} = 10 \dots 20$  МПа,  $\Delta p_{\text{ф}} = 0,5 \dots 2$  МПа,  $\Delta p_{\text{т}} = 5 \dots 20$  МПа и  $\Delta p_{\text{сопр. вых}} = 1,5 \dots 5,0$  МПа требуемое давление подачи может составлять  $20 \dots 45$  МПа.

В зависимости от устройства системы питания подача компонентов топлива в камеру сгорания ЖРД может осуществляться вытеснением их из бака газом высокого давления  $p_{\text{б}}$  или насосами. В соответствии с этим системы подачи компонентов топлива ЖРД делятся на вытеснительные и насосные.

В вытеснительных системах (рис. 1.1) для подачи топлива в камеру сгорания используется какой-либо аккумулятор давления. В качестве аккумулятора давления применяют баллон со сжатым газом (воздухом, азотом, гелием) или агрегат, вырабатывающий газ путем сжигания твердого топлива или жидких компонентов какого-либо топлива.

Характерная особенность вытеснительной системы заключается в том, что баки с компонентами находятся под давлением, превышающим давление в камере сгорания. Поэтому баки приходится делать толстостенными. При высоких давлениях в камере сгорания и при значительных количествах топлива, расходуемого за время работы (что характерно для двигателей с большим импульсом тяги), баки при вытеснительных системах подачи будут чрезвычайно массивными, неприемлемыми для ракеты.

В насосной системе подачи (рис. 1.2) внутри баков с компонентами, например с помощью баллона со сжатым газом, поддерживается небольшое давление, необходимое для обеспечения работы без кавитационного срыва насосов. Давление, под которым топливо подается в камеру сгорания, создается насосами, приводимыми в движение от двигателя — обычно от турбины. В дальнейшем агрегат, состоящий из насосов и двигателя, будем называть насосным агрегатом. Если в насосном агрегате в качестве двигателя используется турбина, то такой агрегат будем называть турбонасосным агрегатом (ТНА). Рабочим телом турбины является газ, полученный в газогенераторе двигателя при сгорании компонентов топлива

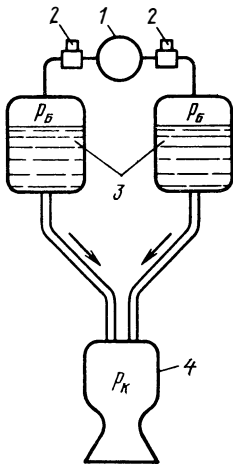


Рис. 1.1. Схема вытеснительной системы подачи компонентов топлива ЖРД:

1 — аккумулятор давления; 2 — редукционный клапан; 3 — бак с компонентом 4 — камера сгорания

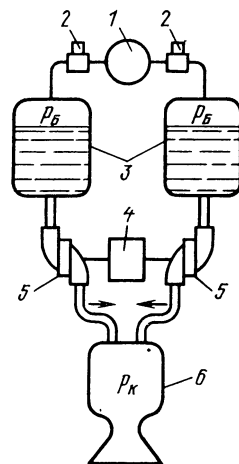


Рис. 1.2. Схема насосной системы подачи компонентов топлива ЖРД:

1 — аккумулятор давления; 2 — редукционный клапан; 3 — бак с компонентом; 4 — двигатель для привода насосов; 5 — насос; 6 — камера сгорания

двигателя или при разложении какого-либо вещества (например, перекиси водорода). Насосная система подачи значительно сложнее вытеснительной, но при больших количествах расходуемого топлива и высоких давлениях подачи она предпочтительнее из-за меньшей массы. Уже при давлении в камере сгорания, превышающем 5 МПа, применять в ЖРД вытеснительную систему подачи компонентов, как правило, нецелесообразно. Исключение составляют двигатели с малой тягой и малой продолжительностью работы, применяемые для управления спутниками и космическими кораблями.

Насосная система подачи компонентов в настоящее время является наиболее распространенной в ЖРД. При насосной системе подачи насос должен обеспечить необходимый расход компонента, при этом давление компонента должно быть повышено от небольшого на входе в насос до высокого, превышающего давление в камере сгорания, см. уравнение (1.8), т. е. насос должен обеспечить большое приращение механической энергии перекачиваемого компонента топлива.

Приращение механической энергии 1 кг жидкости, прошедшей через насос, называется массовым напором насоса, обозначается  $H$  и измеряется в джоулях на килограмм.

Для несжимаемой жидкости можно записать

$$H = (p_{0 \text{ вых}} - p_{0 \text{ вх}})/\rho \quad (1.9)$$

$$\text{или} \quad H = p_{\text{вых}}/\rho + c_{\text{вых}}^2/2 - p_{\text{вх}}/\rho - c_{\text{вх}}^2/2 = (p_{\text{вых}} - p_{\text{вх}})/\rho + (c_{\text{вых}}^2 - c_{\text{вх}}^2)/2, \quad (1.10)$$

где  $p_0$  и  $p$  — соответственно полное и статическое давления компонента топлива;  $c$  — скорость компонента;  $\rho$  — плотность жидкости; «ВХ», «ВЫХ» — индексы, относящиеся к параметрам компонента на входе в насос и на выходе из него \*.

Обычно  $c_{\text{ВХ}} = 5 \dots 15$  м/с,  $c_{\text{ВЫХ}} = 10 \dots 30$  м/с. При одинаковых или близких значениях  $c_{\text{ВХ}}$  и  $c_{\text{ВЫХ}}$  можно записать

$$H = (p_{\text{ВЫХ}} - p_{\text{ВХ}})/\rho. \quad (1.11)$$

Потребное давление на выходе  $p_{\text{ВЫХ}}$  (давление подачи компонента) оценивается формулой (1.8). Для определения потребного напора насоса  $H$  остановимся на оценке располагаемого давления на входе в насос  $p_{\text{ВХ}}$  (в случае применения бустерного насоса это будет давление на входе в бустерный насос). Давление на входе в насос в ракете, летящей на активном участке (рис. 1.3), определяется давлением в баке  $p_6$ , инерционным подпором, гидравлическим сопротивлением магистрали, подводящей компонент к насосу, и скоростью потока на входе.

Для жидкости, текущей по трубе, инерционная сила в данном сечении

$$P_j = \rho f l j,$$

где  $l$  — уровень столба жидкости над сечением входа;  $j$  — тангенциальное ускорение ракеты;  $f$  — площадь сечения трубы.

Инерционное давление

$$p_j = \rho l j.$$

С учетом всех факторов давление на входе в насос

$$p_{\text{ВХ}} = p_6 + \rho l j - \Delta p_{\text{сопр. ВХ}} - \rho c_{\text{ВХ}}^2/2, \quad (1.12)$$

где  $\Delta p_{\text{сопр. ВХ}}$  — сопротивление участка гидравлической магистрали от бака до входа в насос.

Во время полета ракеты давление на входе в насос не остается постоянным, а меняется при изменении ускорения и уровня жидкости в баке. На рис. 1.4 показано изменение давления на входе в насос во времени полета ракеты на активном участке траектории, когда работает двигатель. При старте ракеты  $p_{\text{ВХ}}$  обычно составляет 0,2 ... 0,6 МПа. При движении ракеты давление  $p_{\text{ВХ}}$ , изменяясь, может проходить через минимум, так как уровень столба жидкости  $l$  уменьшается, а ускорение ракеты увеличивается (принято, что давление в баке поддерживается постоянным).

---

\* В промышленности используется понятие весового напора — приращения механической энергии, отнесенного к единице веса

$$H = (p_{\text{ВЫХ}} - p_{\text{ВХ}})/(\rho g) + (c_{\text{ВЫХ}}^2 - c_{\text{ВХ}}^2)/(2g).$$

Этот параметр имеет смысл для постоянного поля гравитации, для ракетно-космической техники он неудобен, так как изменяется с изменением ускорения силы тяжести. В невесомости он равен бесконечности. В дальнейшем слово массовый перед термином напор для краткости будем опускать

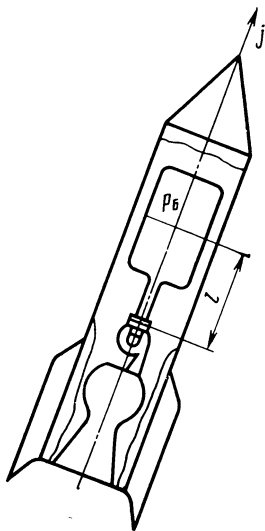


Рис. 1.3. Схема установки насоса в ракете

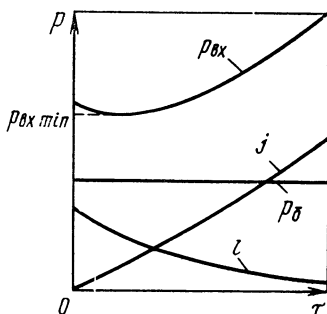


Рис. 1.4. Зависимость давления на входе в насос от времени полета ракеты

Определенная трудность заключается в осуществлении запуска в условиях невесомости. Нельзя обеспечить в этих условиях непрерывную подачу жидкого компонента к насосу, не принимая специальных мер по разделению жидкой фазы компонента и газа (пара) для наддува. Для обеспечения притока жидкого компонента к насосу могут быть применены капиллярные системы, сетчатые экраны, центробежные сепараторы, вспомогательные двигатели, обеспечивающие необходимое ускорение для прилива компонента к днищу бака, и т. п.

Отметим, что входное давление  $p_{вх}$  является важным параметром насосной системы питания ЖРД. При низком давлении на входе в насосе может возникнуть кавитация, приводящая к срыву режима насоса — падению напора, создаваемого насосом, и расхода. Поэтому важно рассчитать насос так, чтобы он обладал необходимыми антикавитационными свойствами, т. е. был способен работать без кавитационного срыва при заданных давлении и температуре жидкости на входе.

При наличии бустерного насоса давление на входе в основной насосный агрегат определяется давлением за бустерным насосом. Это давление выбирается таким, чтобы обеспечить работу основного насоса без кавитационного срыва, обычно это давление не менее 1 МПа.

Зная потребное давление на выходе из насоса  $p_{вых}$  и располагаемое давление на входе  $p_{вх}$ , можно по формуле (1.11) определить потребный напор насоса. Так как  $p_{вх}$  много меньше  $p_{вых}$ , то напор насоса  $H$  практически определяется давлением на выходе. Обычно потребный напор основных насосов составляет 15 ... 45 кДж/кг. Так как плотность горючего меньше плотности окислителя, то напор насоса горючего больше напора насоса окислителя. Для насосов,

работающих на жидком водороде (который имеет очень малую плотность), потребный напор достигает 150 ... 500 кДж/кг. Следовательно, водородные насосы являются особенно высоконапорными.

Мощность, потребляемую насосом, можно подсчитать по формуле

$$N_n = \dot{m}H/\eta_n = \rho \dot{V}H/\eta_n,$$

где  $\eta_n$  — КПД насоса. Чем больше  $\eta_n$ , тем меньше потребляемая мощность. Обычно  $\eta_n = 0,5 \dots 0,8$ .

При заданных потребном напоре и КПД мощность, потребляемая насосом, определяется массовым расходом компонента (тягой двигателя). Для двигателей больших тяг мощность насоса ЖРД может составлять десятки и сотни тысяч киловатт.

## 1.2. НАСОСНЫЕ АГРЕГАТЫ

### 1.2.1. Общие требования

Сформулируем основные, наиболее общие, требования к насосным агрегатам ЖРД, состоящим из насосов и двигателя для их привода. Насосный агрегат должен:

а) надежно обеспечивать непрерывную подачу необходимого количества компонентов в камеру сгорания под заданным давлением с возможно более высоким КПД;

б) иметь минимальные габаритные размеры и массу, а следовательно, максимально возможную угловую скорость;

в) иметь минимальную стоимость изготовления;

г) обеспечивать устойчивую работу двигателя на всех его режимах;

д) иметь низкий уровень пульсаций и вибраций.

Эти общие требования к насосному агрегату конкретизируются и дополняются в зависимости от назначения и схемы ЖРД. Дополнительные требования уточняются при рассмотрении конкретной системы питания ЖРД.

Перечислив общие требования к насосному агрегату, сформулируем дополнительные требования к насосам ЖРД и двигателям, применяемым для их привода.

### 1.2.2. Требования к насосам

Требования к насосам почти целиком определяются такими параметрами двигательной установки, как тяга, давление в камере сгорания, физико-химические свойства компонентов, давление в баках. Насос должен:

а) как правило, быть приспособлен для работы с агрессивными жидкостями, какими являются высококипящие окислители топлив ЖРД (азотная кислота и ее производные, перекись водорода), а также с криогенными, низкокипящими жидкостями (жидкий водород, жидкий кислород). При работе на окислителях недопустимо трение между деталями насоса, которое приводит к местному нагреву внутренних частей насоса, возгоранию и даже взрыву насоса. Ввиду этого насосы, в которых имеются трущиеся пары, могут оказаться непригодными для ЖРД;

б) обладать высокими антикавитационными свойствами, т. е. быть работоспособным при малых давлениях на входе. Чем меньше допустимое давление на входе в насос, тем меньше необходимое давление в баке компонента, а это приводит к уменьшению массы бака и уменьшению массы всей двигательной установки;

в) иметь такую зависимость создаваемого напора от расхода жидкости, которая обеспечивала бы устойчивую работу системы питания как на основных, так и на переходных режимах работы двигателя. При работе насоса должна быть исключена возможность срыва режима или возникновения колебаний параметров насоса (напора, расхода) под влиянием малых случайных отклонений в сопротивлении системы питания;

г) быть способен перекачивать компонент с некоторым содержанием газа или пара. Жидкость может насыщаться газом наддува при длительном хранении и в состоянии невесомости. При перекачке криогенных жидкостей на вход в насос может поступать жидкость с паром.

Это основные требования к насосам ЖРД. В отдельных частных случаях эти требования могут видоизменяться и могут возникать новые специфические требования.

### **1.2.3. Требования к двигателям привода насосных агрегатов**

Сформулируем дополнительные требования к двигателям привода насосов ЖРД, учитывая, что многие требования к двигателю вошли в общие требования к насосному агрегату. Двигатель привода должен:

а) иметь высокую угловую скорость и, как правило, обеспечивать привод насосов без применения специальных передающих момент устройств (например, зубчатой передачи);

б) работать на источнике энергии, не требующем значительного увеличения массы ракеты. Когда использованное рабочее тело выбрасывается, минуя камеру сгорания ЖРД, двигатель привода должен иметь высокие значения работы, отнесенной к единице массы расходуемого рабочего тела;

в) легко переводиться с одного режима на другой.

Учитывая сформулированные выше требования, выясним, какие типы насосов и двигателей лучше всего подходят для применения их в системах питания ЖРД.

## **1.3. НАСОСЫ И ДВИГАТЕЛИ РАЗНЫХ ТИПОВ**

### **1.3.1. Насосы**

#### **1.3.1.1. Объемные насосы**

Имеется много типов насосов, действующих по разным принципам и конструктивно различных между собой.

Разберем кратко принцип действия и основные свойства насосов применительно к требованиям, предъявляемым к насосам системы

подачи ЖРД. Будем рассматривать лишь механические насосы. Для перекачки токопроводящих жидкостей, в частности жидких металлов, применяются электрические и электромагнитные насосы различных типов.

По принципу действия механические насосы можно разделить на объемные, насосы трения, струйные и лопаточные.

Объемные насосы работают по принципу вытеснения. Жидкость проталкивается в нагнетающую магистраль каким-нибудь движущимся органом. Давление, развиваемое объемным насосом, определяется гидравлическим сопротивлением напорной магистрали за насосом и практически ограничивается лишь утечкой через зазоры и прочностью деталей насоса.

В основном применяют объемные насосы трех типов:

а) поршневые (рис. 1.5), в которых вытеснение жидкости в область повышенного давления, а также засасывание жидкости производится поршнем, приводимым в движение при помощи кривошипно-ползунного механизма от вала какого-либо двигателя. Засасывание и подача жидкости осуществляются через управляемые или автоматические клапаны;

б) шестеренные (рис. 1.6) или винтовые, в которых роторы, выполненные в виде зубчатых шестерен или винтов, вращаясь в корпусе насоса, отсекают от полости всасывания жидкость, попавшую в полость между зубьями и корпусом, и выталкивают ее в полость повышенного давления;

в) колесные (рис. 1.7), в которых лопатки, перемещающиеся в радиальных пазах эксцентрично вращающегося ротора, отсекают жидкость от полости всасывания и переносят ее в полость повышенного давления.

Основные преимущества объемных насосов:

в) возможность получения больших напоров;

б) независимость расхода от давления подачи. Теоретическая характеристика этих насосов (зависимость перепада давлений, развиваемого насосом, от расхода через насос без учета изменения утечки через зазоры) представляется вертикальной линией (рис. 1.8);

в) высокий КПД;

г) возможность работы на двухфазной жидкости.

Объемные насосы с малыми зазорами между рабочим органом и корпусом являются самовсасывающими, т. е. такими насосами, которые могут работать без заливки, откачивая вначале газы и пары, а затем жидкость.

Недостатки, свойственные объемным насосам:

а) большие масса и габаритные размеры, особенно при больших расходах;

б) небольшая угловая скорость (из-за опасности большого износа), особенно в случае использования в передаче кривошипно-ползунного механизма. Как следствие этого, для объемных насосов характерна ограниченная подача при заданных массе и размерах;

в) наличие трущихся поверхностей может привести к местному нагреву, что недопустимо при перекачке окислителей топлив ЖРД.

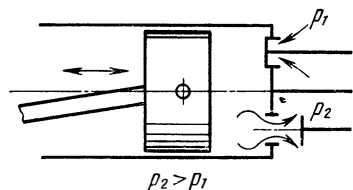


Рис. 1.5. Схема поршневого насоса

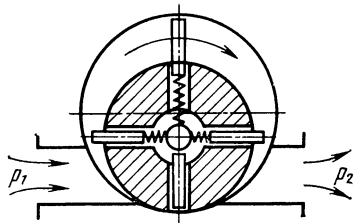


Рис. 1.7. Схема коловратного насоса

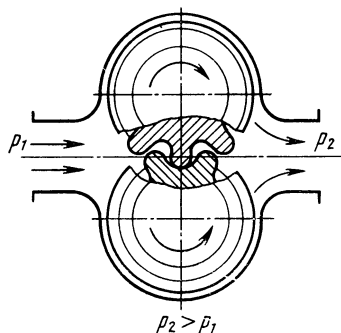


Рис. 1.6. Схема шестеренного насоса

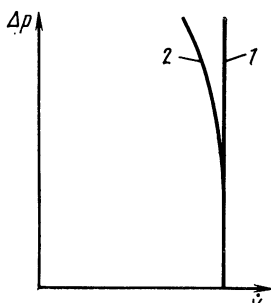


Рис. 1.8. Типичная характеристика объемных насосов:

1 — теоретическая; 2 — действительная

Возможная область применения объемных насосов в качестве основных (малые тяги, малые расходы) совпадает с областью применения вытеснительной системы подачи, имеющей преимущества в массе и конструктивной простоте. Объемные насосы могут применяться как стендовые и в системах управления ЖРД.

### 1.3.1.2. Насосы трения

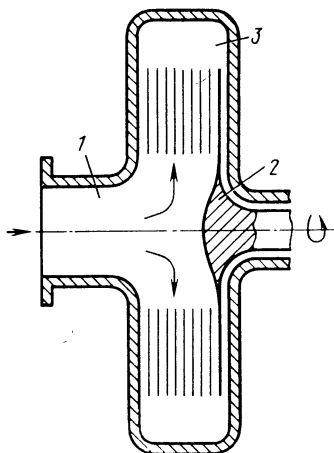
В насосах трения подвижный рабочий элемент увлекает жидкость благодаря наличию сил вязкости. На рис. 1.9 приведен один из видов насоса трения дисковый насос, состоящий из подвода 1, дискового колеса 2 и спирального отвода 3.

Дисковое колесо состоит из нескольких тонких дисков, скрепленных между собой на периферии так, что между дисками остаются небольшие зазоры для прохода жидкости. Принцип действия дискового насоса заключается в следующем. При вращении колеса жидкость, находящаяся в зазоре между дисками, в результате трения о них, закручивается, благодаря чему создается радиальная скорость и повышается давление, т. е. создается насосный эффект.

Преимущества дисковых насосов заключаются в их высоких антикавитационных качествах. Дисковые насосы могут работать при более низких давлениях на входе, чем, например, лопаточные насосы. Это объясняется тем, что при обтекании входных кромок



Рис. 1.9. Схема дискового насоса



дисков вследствие малой скорости обтекания возникает меньшее разрежение, чем при обтекании лопаток.

Дисковые насосы малопульсуют и имеют малый уровень пульсации, что очень важно для ряда отраслей техники.

Недостатки дисковых насосов трения:

- а) низкие напоры;
- б) невысокий КПД;
- в) большие габаритные размеры насосов, предназначенных для систем с большими расходами.

Эти недостатки не позволяют применять дисковые насосы в качестве основных насосов ЖРД. Они могут применяться как вспомогательные ступени насосов двигателей небольших тяг для улучшения их антикавитационных качеств. Заслуживают внимания насосы, представляющие собой комбинацию насоса трения и лопаточного насоса.

#### 1.3.1.3. Струйные насосы

Струйный насос — эжектор включает в себя сопла, камеру смешения, диффузор и конфузор. В сопло подается жидкость под большим давлением (эжектирующая жидкость). В камеру смешения поступает эжектируемая жидкость под малым давлением и с малой скоростью. В сопле эжектирующая жидкость увеличивает кинетическую энергию из-за падения давления и затем поступает в камеру смешения. В камере смешения в процессе перемешивания происходит передача энергии от эжектирующей жидкости к эжектируемой. В результате этого на выходе из камеры смешения удельная механическая энергия массы перемешанной жидкости становится больше, чем удельная энергия эжектируемой жидкости на входе в камеру смешения. В диффузоре давление перемешанной жидкости увеличивается. Преимущество струйных насосов заключается в их конструктивной простоте, надежности и в работоспособности при большом газосодержании жидкости. Струйные насосы могут применяться в ЖРД в качестве вспомогательных (бустерных) насосов, устанавливаемых перед основными насосами для повышения антикавитационных качеств насосной системы подачи.

Недостатки струйных насосов:

- а) низкий КПД;
- б) небольшие напоры, которые они могут обеспечить.

#### 1.3.1.4. Лопаточные насосы

Лопаточный насос относится к обширному классу лопаточных машин. В нем преобразование механической энергии в энергию жидкости совершается во вращающихся каналах, образованных

лопатками. Для лопаточных насосов характерно обтекание вращающихся лопаток потоком жидкости. Эти насосы разделяются на центробежные и осевые.

В центробежном насосе перемещение частицы жидкости в рабочем колесе происходит при увеличении ее расстояния от оси вращения. В преобразовании энергии в центробежном насосе большую роль играют кориолисовы силы инерции. В осевом насосе перемещение частицы жидкости происходит при незначительном изменении ее расстояния от оси. В преобразовании энергии в осевых насосах основную роль играет циркуляция при обтекании лопаток. Кроме центробежных и осевых насосов, существуют лопаточные насосы промежуточного типа — диагональные насосы.

Центробежные насосы обычно применяют при потребных напорах, превышающих 1 кДж/кг.

Область применения одноступенчатых осевых и диагональных насосов — бустерные насосные агрегаты. В ЖРД осевые насосы применяются в качестве предвключенных, устанавливаемых перед центробежным насосом, в частности для этой цели нашел широкое применение шнековый насос. Рабочее колесо шнекового насоса имеет две — три длинные лопатки. Лопатка этого насоса спрофилирована по высоте, как винтовая поверхность. Шнековый насос создает небольшой напор, но может работать при малом давлении на входе — при наличии кавитации. Поэтому шнековые насосы нашли применение в ЖРД в качестве ступеней, улучшающих антикавитационные свойства насосов или в качестве бустерных насосов.

Лопаточные насосы имеют следующие положительные свойства:

а) возможность обеспечения практически любых напоров и расходов жидкости;

б) возможность работы при высоких угловых скоростях;

в) небольшую массу;

г) малые габаритные размеры;

д) возможность работы на агрессивных и криогенных жидкостях вследствие отсутствия трущихся пар;

е) удобство привода от электродвигателей и турбин;

ж) минимальное число движущихся частей.

Отрицательными качествами лопаточных насосов являются:

а) умеренные значения КПД (обычно не более 0,85);

б) изменение развиваемого напора при изменении расхода;

в) падение напора при малых давлениях входа из-за развивающейся кавитации.

Разновидностью центробежных лопаточных насосов является вихревой насос (рис. 1.10). Колесо с небольшими выфрезерованными на периферии лопатками вращается в корпусе так, что между корпусом и колесом имеется кольцевой канал постоянного сечения. Входное и выходное отверстия разделены перемычкой, прилегающей с малым зазором к колесу. Жидкость захватывается лопатками, проходит по межлопаточному каналу и выбрасывается в кольцевой канал корпуса. Двигаясь по кольцевому каналу, жидкость до выхода из насоса многократно поступает в межлопаточные каналы. В известной

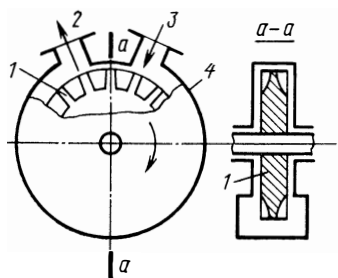


Рис. 1.10. Схема вихревого насоса:  
1 — рабочее колесо; 2 — выходное отверстие; 3 — входное отверстие; 4 — корпус

мере вихревой насос действует, как многоступенчатый центробежный насос, хотя в кольцевом канале имеют место и эжекционные процессы.

Преимущество вихревого насоса состоит в том, что при данной окружной скорости колеса его напор получается большим, чем у центробежного (почти

в два раза). Вихревые насосы с включением в их конструкцию элементов объемных насосов могут работать, как самовсасывающие.

Недостатки этих насосов:

- а) низкий КПД, хотя при малой подаче (до  $5 \cdot 10^{-3}$  м<sup>3</sup>/с) вихревые насосы могут иметь КПД, сравнимый с КПД центробежного насоса;
- б) большие габаритные размеры при больших расходах.

Из сказанного следует, что в отдельных случаях все рассмотренные виды насосов могут найти применение в системах питания ЖРД. Но при сравнительно больших расходах агрессивной или криогенной жидкости лопаточные насосы наиболее полно отвечают требованиям, предъявляемым к насосам систем питания ЖРД, поэтому они нашли наиболее широкое применение. При дальнейшем изложении теория и расчет лопаточных насосов будут рассмотрены подробно.

В настоящее время характерно применение комбинированных лопаточных насосов, состоящих из лопаточных ступеней различного типа. В комбинированных лопаточных насосах используются лучшие свойства различных типов лопаточных насосов. Наибольшее распространение получило сочетание шнековой ступени с центробежной, установленных на одном валу. Такой насос называется шнекоцентробежным. Он обладает высокими антикавитационными и напорными качествами.

В системе питания ЖРД находит также применение сочетание шнекоцентробежного насоса со вспомогательным (бустерным) лопаточным или струйным насосами.

### 1.3.2. Двигатели для привода насосов

В качестве двигателей для привода насосов можно использовать тепловые и электрические двигатели.

Применение электрических двигателей для привода насосов ЖРД в настоящее время затруднено из-за отсутствия на борту ракеты мощных источников электроэнергии с малой массой. Несомненно, что с развитием источников электрической энергии, непосредственно использующих химическую, ядерную или солнечную энергию, электрические двигатели будут применяться для привода насосов в ЖРД.

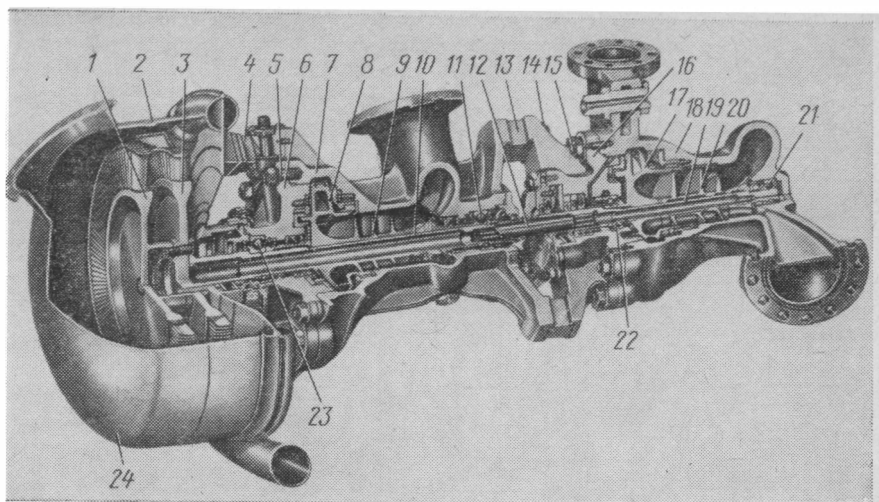


Рис. 1.11. ТНА двигателя РД-119:

1 — диск турбины второй ступени; 2 — сопловой коллектор; 3 — диск турбины (первой ступени); 4, 13 — шпонки; 5, 14, 15 — шпильки; 6, 16 — крышки; 7, 18 — корпуса; 8, 17 — колеса центробежных насосов; 9, 20 — шнеки; 10, 19 — валы; 11, 21, 22, 23 — подшипники; 12 — рессора; 24 — выхлопной коллектор

Практически в настоящее время для привода насосов используются лишь тепловые двигатели. Для тепловых двигателей на борту летательного аппарата должен иметься запас топлива.

Если рассмотреть два возможных вида тепловых двигателей — поршневой двигатель и турбинную установку — в отношении их соответствия требованиям, предъявляемым к двигателям для привода насосов ЖРД, то явное преимущество остается за турбиной.

Турбина позволяет получить большие мощности при небольшой массе конструкции. Высокая угловая скорость, отсутствие кривошипно-ползунного механизма, а следовательно и неуравновешенных сил инерции, прямоточное протекание рабочего тела обуславливают малую массу турбины.

Другим преимуществом турбин является легкость ее соединения с лопаточными насосами. Турбина позволяет получить высокую мощность, приходящуюся на единицу расхода рабочего тела, а это очень важно, как будет показано ниже, когда рабочее тело турбины выбрасывается, минуя камеру сгорания. Вопросы регулирования турбины также решаются сравнительно легко. Поэтому турбина является единственным типом двигателя, применяемым для привода насосов ЖРД. Угловая скорость ее вала может быть более 4000 рад/с.

На рис. 1.11 изображен ТНА двигателя РД-119, состоящий из двух шнекоцентробежных насосных агрегатов и двухступенчатой турбины для их привода.

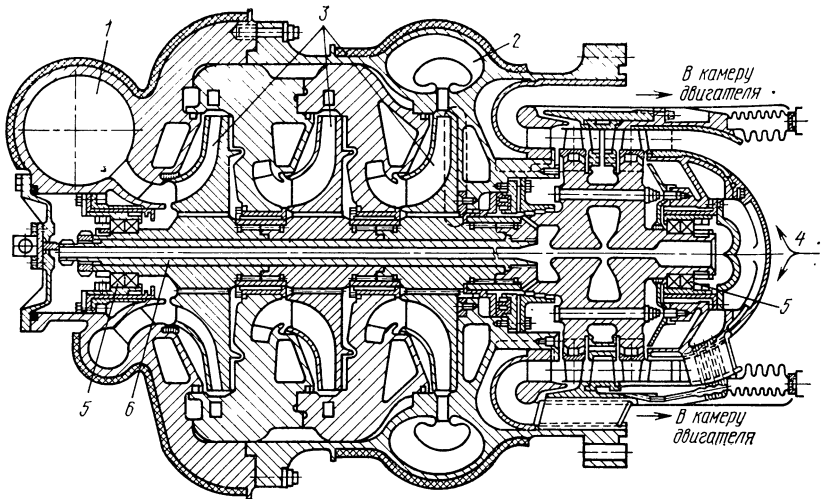


Рис. 1.12. Турбонасосный агрегат для подачи водорода маршевого двигателя космического корабля «Спейс Шаттл»;

1 — вход в насос; 2 — выход из насоса; 3 — колеса насоса; 4 — вход в турбину; 5 — подшипники; 6 — трехступенчатый насос

На рис. 1.12 показан основной насосный агрегат для подачи жидкого водорода маршевого двигателя американского космического корабля многократного использования «Спейс Шаттл». Трехступенчатый водородный насос развивает давление  $p = 43,6$  МПа при  $\omega = 3360$  рад/с.

#### 1.4. СХЕМЫ СИСТЕМ ПИТАНИЯ С ТНА

##### 1.4.1. Системы питания с предкамерной турбиной

Разберем основные типичные схемы систем питания ЖРД с ТНА. Схема системы питания обуславливает конкретные требования к насосам и турбинам. Параметры насосов и турбин могут сильно различаться в зависимости от схемы системы питания. Особенно заметно она влияет на условия работы и параметры турбины.

Условия работы турбины существенно зависят от того, подается ли газ после турбины в камеру сгорания или нет. Примем это за основной признак для классификации систем питания ЖРД с ТНА. По этому признаку системы питания можно разделить на группы (рис. 1.13).

Схему системы питания с подачей газа после турбины в камеру сгорания будем называть схемой с предкамерной турбиной (ЖРД с дожиганием), а схему без подачи турбинного газа в камеру сгорания будем называть схемой с автономной (независимой) турбиной (ЖРД без дожигания).

В схеме с предкамерной турбиной давление на выходе из турбины (противодавление) велико, оно определяется давлением в камере

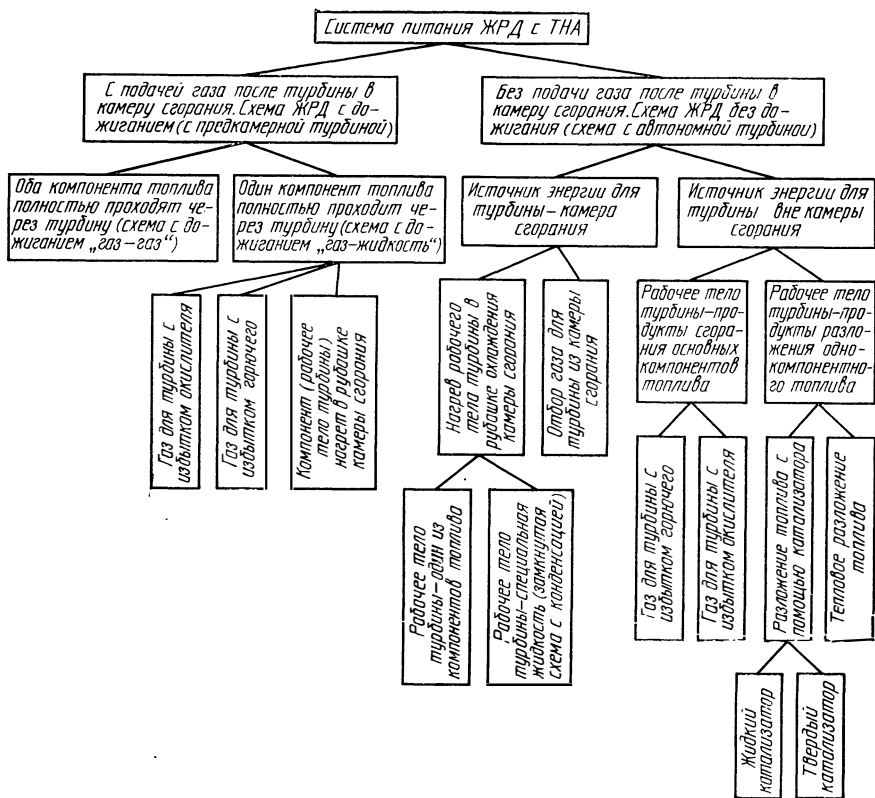


Рис. 1.13. Классификация систем питания ЖРД с ТНА

сгорания ЖРД. ЖРД с предкамерной турбиной широко применяется в ракетной технике.

В схеме с автономной турбиной противодавление значительно меньше, так как газ после турбины выбрасывается, минуя камеру сгорания. Развитие ЖРД началось с двигателей, выполненных по схемам этой группы.

В случае применения системы питания с предкамерной турбиной полностью исключается снижение удельного импульса ЖРД из-за затраты топлива на питание турбины. Особенно большое преимущество имеет схема с предкамерной турбиной при высоких давлениях в камере сгорания (выше 10 МПа).

На рис. 1.14 показана типичная схема системы питания с предкамерной турбиной и с газогенератором, работающим на основных компонентах топлива. Из баков компоненты поступают в бустерные насосы, которые позволяют снизить давление в баках и увеличить частоту вращения, а следовательно, уменьшить массу и габаритные размеры основного ТНА. Один из компонентов полностью пропускается через газогенератор, а второй добавляется в количествах, необходимых для получения нужной температуры перед турбиной. Газогенератор может быть как с избытком окислителя — окисли-

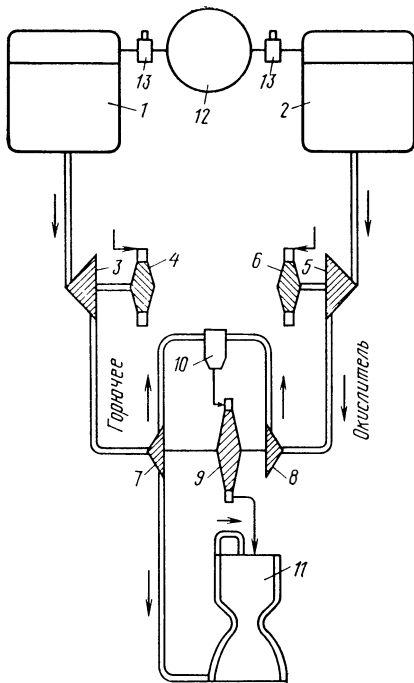


Рис. 1.14. Схема системы питания ЖРД с предкамерной турбиной, работающей на газе с избытком окислителя, с бустерными насосами:

1 — бак горючего; 2 — бак окислителя; 3 — бустерный насос горючего; 4 — турбина привода бустерного насоса горючего; 5 — бустерный насос окислителя; 6 — основной насос горючего; 7 — основной насос окислителя; 8 — турбина привода основных насосов; 9 — газогенератор основного ТНА; 10 — камера сгорания; 11 — аккумулятор давления; 13 — редукционный клапан

тельный газогенератор (см. рис. 1.14), так и с избытком горючего — восстановительный газогенератор. Основное количество второго компонента поступает в жидком виде непосредственно в камеру сгорания. В камере происходит дожигание компонента, полностью прошедшего в газифицированном виде через турбину, совместно с компонентом, поступающим в камеру сгорания в жидкой фазе. Чаще применяется газогенерация с избытком окислителя, так как расход окислителя превышает расход горючего и заданную мощность

турбины можно обеспечить при меньших давлении и температуре в газогенераторе. При применении водорода в качестве горючего всегда используется газогенератор, работающий на избытке водорода, так как его большая газовая постоянная обеспечивает высокую работоспособность генераторного газа.

ЖРД, схема системы питания которого приведена на рис. 1.14, называется ЖРД с дожиганием генераторного газа. При этой схеме давление перед турбиной должно быть больше давления в камере сгорания. Поэтому насосы системы питания с предкамерной турбиной должны обеспечивать более высокие давления, чем в системе с автономной турбиной.

В ряде случаев целесообразно иметь отдельный насос, питающий газогенератор, с подачей к нему части компонента после основного насоса (рис. 1.15) или со входа в ЖРД.

В системе с предкамерной турбиной при заданном давлении в камере сгорания давление перед турбиной определяется из условия баланса (равенства) мощности, потребляемой насосами, и мощности турбины при выбранной температуре газа перед турбиной. Так как через предкамерную турбину проходит большое количество газа, то она является высокорасходной. При большом расходе газа для поддержания необходимой мощности достаточно небольшая степень понижения давления на турбине. Поэтому предкамерная турбина является турбиной с низкой степенью понижения давления ( $\delta =$

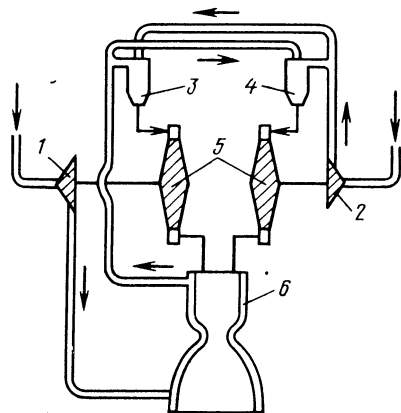
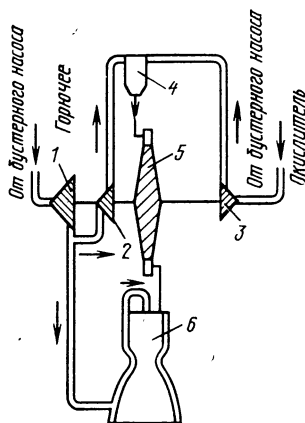


Рис. 1.15. Схема системы питания ЖРД с предкамерной турбиной, работающей на газе с избытком окислителя, и с дополнительным (газогенераторным) насосом горючего:

1 — насос горючего; 2 — дополнительный насос окислителя; 3 — насос окислителя; 4 — газогенератор; 5 — турбина; 6 — камера сгорания

Рис. 1.16. Схема системы питания ЖРД с двумя предкамерными турбинами (схема с дожиганием «газ—газ»):

1 — насос горючего; 2 — насос окислителя; 3 — восстановительный газогенератор; 4 — окислительный газогенератор; 5 — турбина; 6 — камера сгорания

$= \frac{p_{00}}{p_2} = 1,3 \dots 1,8$ , т. е. давление перед предкамерной турбиной  $p_{00}$  только на 30 ... 80 % превышает давление за турбиной  $p_2$ ). Желательно иметь меньшее давление и температуру перед предкамерной турбиной, так как наличие газогенератора и трубопроводов высокого давления при высокой температуре газа снижает надежность ЖРД и увеличивает его массу.

КПД насосов и турбины, не влияя на удельный импульс ЖРД с предкамерной турбиной, оказывает влияние на массу и надежность двигательной установки. Чем меньше КПД, тем больше должны быть давление и температура газа перед турбиной (в газогенераторе), чтобы обеспечить баланс мощностей ТНА. Поэтому высокие КПД насосов и турбин совершенно обязательны для ЖРД с дожиганием.

Логическим развитием схемы с дожиганием является схема «газ—газ», при которой в камеру сгорания для дожигания поступают оба компонента в газифицированном виде (рис. 1.16). Эта схема системы питания ЖРД позволяет реализовать более высокие давления в камере сгорания. Для газификации компонентов используются два газогенератора, один из которых работает при избытке горючего, а другой — при избытке окислителя. Для осуществления схемы «газ—газ» целесообразно иметь две предкамерные турбины (при самореагирующих компонентах это требование обязательно). Каждая из турбин может приводить один насос, тогда в системе питания будет два ТНА, но можно установить турбины на одном валу с насосами и тогда конструктивно получится один ТНА. При различных



давлениях в газогенераторах может оказаться целесообразным иметь отдельные насосы, питающие газогенераторы, с подачей в них части компонентов после основных насосов.

#### 1.4.2. Системы питания с автономной турбиной

После автономной турбины газ поступает в специальные сопла (иногда это рулевые сопла управления ракетой) и выбрасывается через них, создавая дополнительную тягу. Если хотя бы один из компонентов топлива является криогенным, то перед поступлением в сопла газ используется для испарения в теплообменнике определенного количества криогенного компонента, предназначенного для наддува бака с этим компонентом. Если один из компонентов топлива высококипящий (некриогенный), то часть газа после турбины может использоваться для наддува бака с этим компонентом.

Источник энергии автономной турбины может быть связан с камерой сгорания двигателя и может быть независимым от нее. В первом случае турбина работает на газе, отбираемом из камеры сгорания, с последующим понижением его температуры до допустимой для турбины (например, с помощью впрыска одного из компонентов топлива) или на газе, полученном газификацией жидкости в рубашке охлаждения камеры сгорания. Оба эти способа использования камеры сгорания как источника энергии для турбины не нашли широкого применения в ЖРД. Первый способ потому, что решение задачи отбора газа получается сложным и снижает прочность и надежность камеры сгорания, а второй — ввиду его сложности и увеличения массы ЖРД.

В схеме с источником энергии турбины, независимым от камеры сгорания, газ для турбины получают в специальном газогенераторе. На рис. 1.17 приведена схема системы питания ЖРД с автономной турбиной, к которой подводится газ из газогенератора, работающего на основных компонентах топлива. Такая схема является основной для ЖРД с автономной турбиной. Часть компонентов после насосов направляется в газогенератор. Газ после турбины используется для испарения части компонента, идущего на наддув бака.

Газогенератор работает при значительном избытке одного из компонентов для того, чтобы получить газ с температурой, допустимой для турбины из соображений прочности (обычно 800 ... 1200 К). В зависимости от того, с избытком горючего или избытком окислителя работает газогенератор, газ, поступающий на лопатки турбины, будет восстановленным или окислительным. Чаще всего в схеме с автономной турбиной используется восстановительный газ, так как у него больше работоспособность — больше значение газовой постоянной. Кроме того, окислительный газ при высоких температурах обладает сильными окислительными свойствами, опасными для металлических деталей.

Газом, отбираемым после турбины, наддувается бак того компонента топлива, на избытке которого работает газогенератор. Рабочим телом турбины могут быть продукты разложения однокомпонентного

топлива — химически неустойчивые вещества: перекись водорода, гидразина, изопропилнитрата и другие, которые разлагаются и газифицируются в присутствии жидкого или твердого катализатора или газифицируются путем теплового разложения. Твердый катализатор присутствует в газогенераторе, а жидкий катализатор подается в газогенератор, как и газифицируемое вещество, насосом или вытеснением из бака (рис. 1.18).

Во всех схемах систем питания ЖРД с автономной турбиной удельный импульс двигателя снижается в результате затраты топлива на получение газа, выбрасываемого после турбины в атмосферу с меньшей скоростью, чем скорость его истечения из основного сопла. Кроме того, химическая энергия этого газа не используется в двигателе в полной мере, так как в этом газе присутствуют в виде пара окислитель или горючее, а в случае восстановительного газа, также продукты неполного окисления горючего.

Для повышения экономичности ЖРД с автономной турбиной расход газа через турбину должен быть возможно меньшим, т. е.

автономная турбина является малорасходной. При заданной мощности турбины, равной мощности, потребляемой насосами, требование малого расхода означает, что турбина должна создавать возможно большую удельную работу — работу, стнесенную

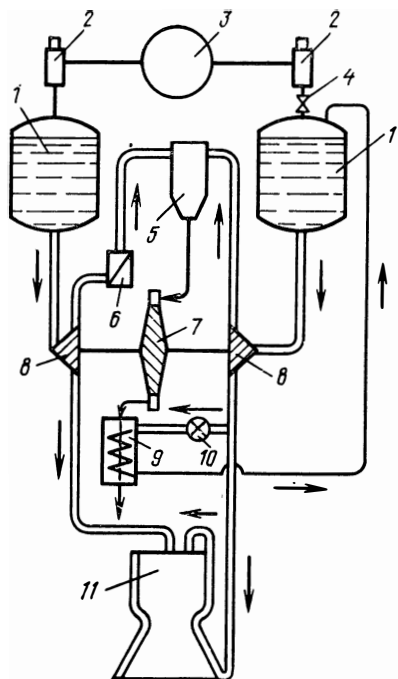


Рис. 1.17. Схема системы питания ЖРД с автономной турбиной, газогенератором на основных компонентах топлива и теплообменником:

1 — бак; 2 — редукционный клапан; 3 — аккумулятор давления; 4 — обратный клапан; 5 — газогенератор; 6 — регулятор тяги; 7 — турбина; 8 — насос; 9 — теплообменник; 10 — клапан; 11 — камера сгорания

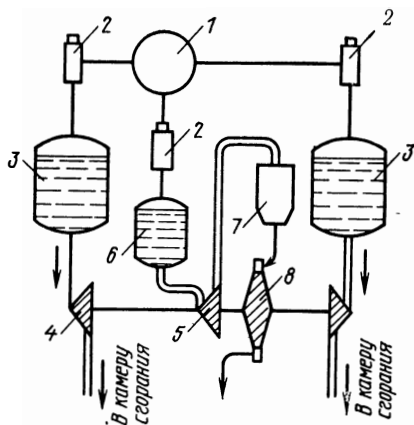


Рис. 1.18. Схема системы питания ЖРД с автономной турбиной при насосной подаче однокомпонентного топлива в газогенератор:

1 — аккумулятор; 2 — редукционный клапан; 3 — бак с рабочим компонентом; 4 — насос рабочего компонента; 5 — насос однокомпонентного топлива турбины; 6 — бак топлива для турбины; 7 — газогенератор; 8 — турбина

к массе газа, т. е. единице расхода газа должна соответствовать возможно большая мощность.

Получить большую работу с единицы массы газа можно, если газ имеет высокую энергию. Так как температура газа ограничена прочностью турбины, то увеличить энергию газа можно увеличением его давления. Давление на выходе из автономной турбины сравнительно невелико (0,2 ... 0,5 МПа), поэтому при высоком давлении газа на входе автономная турбина имеет большую степень понижения давления  $\delta$ . Обычно  $\delta = 20 \dots 50$ . Таким образом, автономная турбина является малорасходной, с большой степенью понижения давления  $\delta$ . Напомним, что в случае предкамерной турбины  $\delta = 1,3 \dots 1,8$ . Насосы в системе питания с автономной турбиной должны обладать высоким КПД, так как уменьшение КПД увеличивает затрачиваемую мощность на их привод и соответственно расход газа через турбину. Относительный расход газа на автономную турбину (отношение расхода через турбину к общему расходу компонентов) зависит от тяги двигателя и давления в камере сгорания и составляет 2 ... 6 %. Примерно настолько же падает удельный импульс двигателя с автономной турбиной.

### 2.1. КЛАССИФИКАЦИЯ

#### 2.1.1. Машины-двигатели и машины-исполнители

Центробежный насос, осевой насос и осевая турбина являются преимущественными видами машинных агрегатов, используемых в системах питания ЖРД. Кроме того, в системах питания ЖРД находят применение радиальные центростремительные турбины. Все эти агрегаты по принципу действия являются лопаточными машинами. Рассмотрение общей теории лопаточных машин позволит выявить общие закономерности, необходимые для понимания процессов, происходящих в лопаточных машинах различных типов, составляющих турбонасосные агрегаты ЖРД.

В технике под терминами «лопаточная машина», «лопастная машина» или «турбомашина» понимают машину, в которой происходит преобразование внешней механической энергии (энергии на валу) в энергию протекающей жидкости (газа) или, наоборот, — преобразование энергии жидкости (газа) во внешнюю механическую энергию, совершаемое при обтекании потоком жидкости вращающейся лопаточной решетки (лопаточного венца). Вращающаяся лопаточная решетка является рабочим органом машины, откуда и происходит название «лопаточная машина». Лопатки укреплены на диске колеса. Диск с лопатками будем называть рабочим колесом.

Окончательно определение лопаточной машины можно сформулировать так: лопаточная машина — это машина, в которой происходит изменение энергии потока жидкости или газа в процессе обтекания лопаток вращающегося рабочего колеса.

На рис. 2.1 приведена упрощенная схема рабочего колеса лопаточной машины. На валу укреплено рабочее колесо. Колесо вращается с угловой скоростью  $\omega$ , следовательно, любая точка колеса движется с окружной скоростью

$$u = \omega R, \quad (2.1)$$

где  $R$  — радиус выбранной точки.

Поток жидкости \* движется от сечения  $I—I$  (вход) к сечению

---

\* Под жидкостью в этом разделе будем понимать движущуюся среду. Она может быть капельной жидкостью или газом (паром).

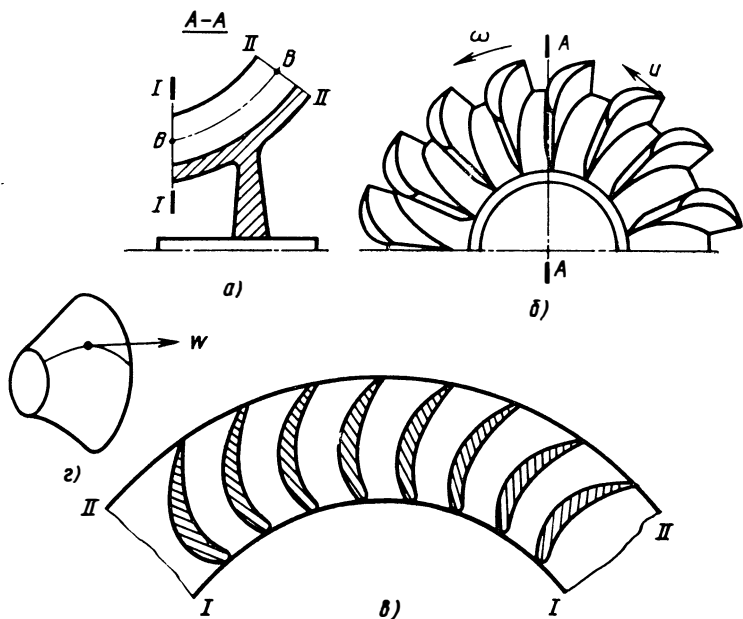


Рис. 2.1. Схема рабочего колеса лопаточной машины:

*a* — меридиональное сечение; *б* — проекция в плане; *в* — развертка поверхности вращения с образующей *B—B*; *г* — поверхность тока

*II—II* (выход из колеса). Обычно рабочее колесо лопаточной машины изображается меридиональным сечением (см. рис. 2.1, *a*), т. е. сечением плоскостью, проходящей через ось (на рис. 2.1 сечение по *A—A*), и проекцией на плоскость, совпадающую с плоскостью вращения (см. рис. 2.1, *б*). Но это часто не выявляет формы лопаток, поэтому пользуются дополнительным сечением, а именно сечением поверхностью, представляющей собой поверхность вращения, образующая которой совпадает со средней линией меридионального сечения (линия *B—B* на рис. 2.1, *a*). В тех случаях, когда эта поверхность является плоской, цилиндрической или конической, ее развертка изображается на плоскости чертежа без искажения. Обычно, чтобы получить плоскостное изображение сечения лопаток, более сложные поверхности, проходящие через оси каналов, заменяют участками конических или цилиндрических поверхностей.

На рис. 2.1, *в* для показа сечений лопаток изображена развертка поверхности вращения с образующей *B—B* (для изображения на плоскости поверхность вращения с криволинейной образующей заменена конической поверхностью). При этом сечения лопаток образуют плоскую решетку профилей.

Лопаточные машины широко применяются в технике и имеют различное назначение и конструктивное выполнение. Ввиду многообразия лопаточных машин проведем их классификацию по ряду наиболее характерных признаков.

Один из наиболее существенных признаков — потребляет ли машина мощность или выдает. Другими словами, является ли она машиной — исполнителем или машиной — двигателем? По этому признаку лопаточные машины можно разделить следующим образом:

Лопаточные машины-двигатели:	Лопаточные машины-исполнители:
гидравлические турбины	насосы
паровые турбины	компрессоры
газовые турбины	вентиляторы
турбодетандеры	воздуходувки
ветряные двигатели	воздушные винты
водяные напорные колеса	лопаточные гидротормоза

Укажем, что в настоящее время для гидросистем создаются обратимые агрегаты, которые могут работать и в режиме насоса, и в режиме турбины, т. е. использоваться и как машина — исполнитель, и как машина — двигатель. К группе комбинированных машин можно отнести гидромуфты или турбомуфты, которые включают в себя насос и турбину. Воздушные и гребные винты относятся к лопаточным машинам — движителям, так как они используют подведенную к ним мощность для отбрасывания воздуха или воды и тем самым создают тягу.

Для лопаточной машины характерно обтекание движущейся жидкостью лопаток колеса без изменения объема внутренних полостей машины. Гидравлические объемные машины, в которых жидкость вытесняется лопатками из замкнутого объема (т. е. различные коловратные насосы с лопатками), нельзя считать лопаточными машинами, хотя конструктивно они могут иметь рабочее колесо и лопатки. Различного рода водоналивные колеса относятся к особой группе гидравлических машин, которые также не будем называть лопаточными машинами. Эти колеса приводятся в движение только под действием силы тяжести воды.

### 2.1.2. Радиальные и осевые лопаточные машины

Лопаточная машина, как правило, состоит из вращающихся рабочих колес и неподвижных подводящих и отводящих устройств, выполненных в виде сопл, спрямляющих аппаратов, корпусов, сборников и т. п. Наличие рабочего колеса обязательно для всякой лопаточной машины, а подводящие и отводящие устройства могут отсутствовать, например винт и ветряной двигатель их не имеют.

Характерным признаком для разделения по схеме устройства является направление течения рабочего тела относительно оси вращения. В соответствии с этим лопаточные машины делятся на:

а) радиальные (рис. 2.2 и 2.3), в которых линии тока жидкости в рабочем колесе образуют поверхности тока, близкие к плоскостям, перпендикулярным оси вращения;

б) осевые (рис. 2.4 и 2.5), в которых линии тока жидкости образуют поверхности тока, близкие к соосным круговым цилиндрическим поверхностям, образующая которых параллельна оси;

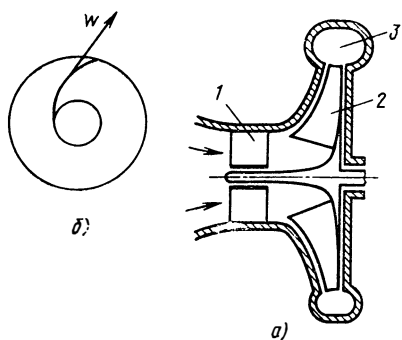


Рис. 2.2. Меридиональное сечение (а) и поверхность тока (б) в колесе радиальной лопаточной машины:

1 — направляющий аппарат на входе в рабочее колесо; 2 — рабочее колесо; 3 — отводящее устройство на выходе из рабочего колеса

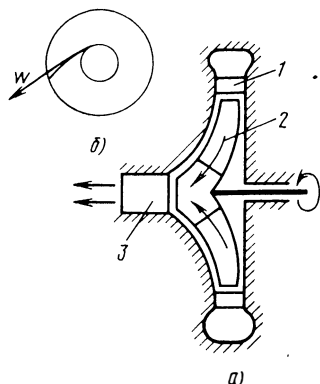


Рис. 2.3. Меридиональное сечение (а) и поверхность тока (б) в колесе центробежной радиальной лопаточной машины:

1 — направляющий аппарат на входе в рабочее колесо; 2 — рабочее колесо; 3 — направляющий аппарат на выходе из рабочего колеса

в) диагональные (см. рис. 2.1), в которых линии тока образуют поверхности вращения с образующей, наклоненной к оси под произвольным углом.

Радиальные и диагональные машины, в свою очередь, подразделяются на центробежные и центростремительные (рис. 2.2 и 2.3 соответственно). В центробежных машинах перемещение частицы жидкости происходит с увеличением ее расстояния от оси вращения, в центростремительных — с уменьшением.

Лопаточные машины — двигатели и лопаточные машины — исполнители можно выполнять радиальными, диагональными и осевыми.

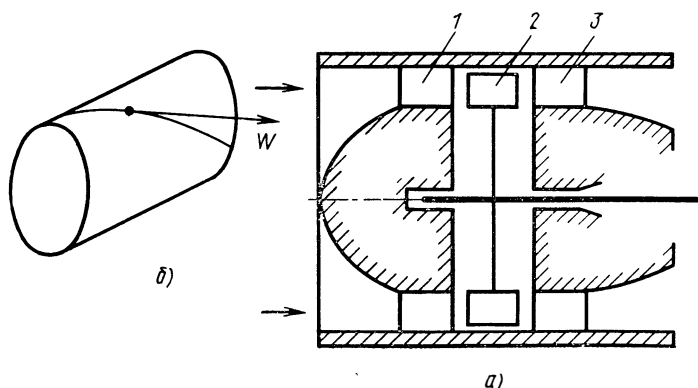
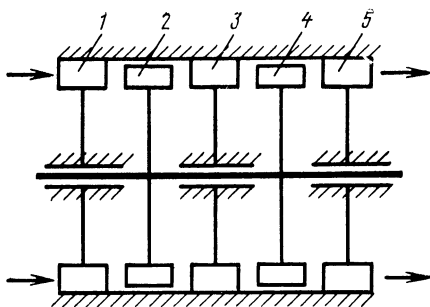


Рис. 2.4. Меридиональное сечение (а) и поверхность тока (б) в колесе осевой лопаточной машины:

1 — направляющий аппарат на входе в рабочее колесо; 2 — рабочее колесо; 3 — направляющий аппарат на выходе из рабочего колеса

Рис. 2.5. Схема двухступенчатой осевой лопаточной машины:

1, 3, 5 — направляющие аппараты; 2, 4 — рабочие колеса



Применяются лопаточные машины, в которых проточная часть может быть составлена из элементов осевой и радиальной машин.

Как будет показано далее (см. разд. 2.12), выбор конкретной схемы лопаточной машины определяется соотношением частоты вращения рабочего колеса, объемного расхода и удельной работы.

### 2.1.3. Машины с разным числом ступеней

Следующим признаком классификации примем число ступеней.

Ступень лопаточной машины — это рабочее колесо с подводящими и отводящими устройствами. Следовательно, на рис. 2.2, 2.3, 2.4 были изображены одноступенчатые лопаточные машины. В технике часто применяют многоступенчатые лопаточные машины.

Многоступенчатые машины могут включать в себя как осевые, так и радиальные ступени в различных комбинациях. Число ступеней лопаточной машины определяется числом рабочих колес. Так, на рис. 2.5 изображена схема осевой двухступенчатой лопаточной машины; на рис. 2.6 — схема двухступенчатой лопаточной машины, у которой первая ступень осевая, а вторая — радиальная.

Большое число ступеней (которое может измеряться десятками) имеют осевые компрессоры и паровые турбины стационарных установок. В системах питания ЖРД число ступеней лопаточных машин обычно не превышает трех. Это связано с высокими угловыми скоростями лопаточных машин ЖРД и с требованием ограничения их массы. Оговорим, что для подачи в камеру сгорания ЖРД под высоким давлением жидкого водорода, имеющего малую плотность, требуется большой напор. Число ступеней насоса при этом может достигать восьми.

## 2.2. ОСНОВНЫЕ ЭТАПЫ РАЗВИТИЯ

Рассмотрим коротко основные этапы развития лопаточных машин.

Теоретические основы расчета гидравлических лопаточных машин были заложены Даниилом Бернулли и Леонардом Эйлером. Большую роль сыграл труд Д. Бернулли, вышедший в 1733 г., «Гидравлика, или записка о силах и движении жидкостей».

В 1750 г. венгерским ученым Сегнером была изобретена реактивная гидравлическая турбина — так называемое сегнерово колесо. Л. Эйлер в 1754 г. выпустил труд «Более полная теория машин,



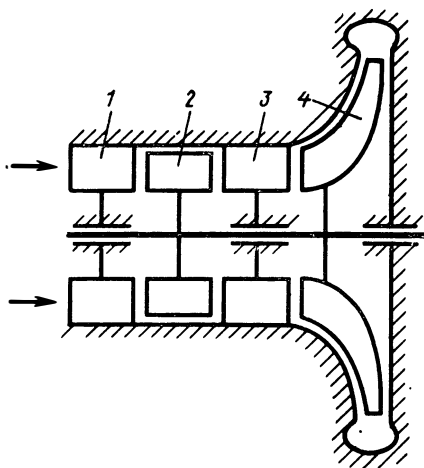


Рис. 2.6. Схема двухступенчатой комбинированной лопаточной машины.

1, 3 — направляющие аппараты; 2, 4 — рабочие колеса

приводимых в движение действием воды», где дал теорию сегнерова колеса и общие положения теории лопаточных гидравлических машин. Там же Эйлером была высказана идея о применении турбины, состоящей из направляющего аппарата и рабочего колеса.

XIX век характеризуется бурным развитием и распространением лопаточных машин. Лопаточные насосы, вентиляторы, гидравлические и паро-

вые турбины получили особенно широкое распространение в конце XIX века в связи с развитием быстроходных электродвигателей и электрических генераторов.

Развитие газовых турбин было задержано отсутствием жаропрочных материалов и высокоэффективных компрессоров. Большой вклад в развитие газовых турбин сделали русские ученые и инженеры. В 1892 г. П. Д. Кузьминский создал первую в мире газовую турбину непрерывного действия. Большое значение для развития паровых турбин имели труды шведского инженера Густава Лавала и английского инженера Чарльза Парсонса.

Развитие авиации обусловило создание винтов — лопаточных машин-двигателей. Велика заслуга Н. Е. Жуковского в деле создания лопаточных машин и, в частности, винтов. Созданная им в 1890—1900 гг. теория подъемной силы крыла стала основой для расчета не только крыльев самолетов, но и лопастей турбин, винтов и насосов.

В СССР производство паровых турбин, центробежных насосов, гидротурбин было начато еще в 1921 г. по плану ГОЭЛРО. В настоящее время во всех отраслях техники применяются лопаточные машины.

Важную роль лопаточные машины играют в авиационной технике. Газотурбинный двигатель — двигатель, имеющий в качестве обязательных составных частей турбину и компрессор, — является основным типом современных авиационных двигателей. Создание ЖРД потребовало применения центробежных и осевых насосов для подачи топлива и турбин для привода насосов.

На насосную систему подачи компонентов ориентировались в своих теоретических трудах К. Э. Циолковский и Ю. В. Кондратюк.

Еще в 1933 г. в СССР в ГДЛ (газодинамической лаборатории) под руководством В. П. Глушко был создан ТНА для ЖРД, состо-

ящий из газовой турбины и двух центробежных насосов, т. е. ТНА на основе лопаточных машин. С тех пор насосы и турбины ЖРД прошли большой путь развития и в настоящее время достигли высокой степени совершенства.

Расчет и конструирование современной лопаточной машины требуют большого комплекса знаний. В целом ряде научных и конструкторских коллективов успешно разрабатываются вопросы теории и практики лопаточных машин.

### 2.3. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА

Рассмотрим, какими же особенностями и преимуществами перед другими типами машин обладают лопаточные машины и что обусловило их чрезвычайно широкое применение.

Перечислим основные, наиболее общие, свойства лопаточных машин:

1. Непрерывность действия. Лопаточные машины — машины непрерывного действия, они пропускают в единицу времени большое количество рабочего тела и поэтому обладают хорошими удельными показателями — относительной массой, удельным объемом и т. п.

2. Высокие скорости рабочего органа. Рабочие колеса лопаточных машин могут иметь большие окружные скорости. Чем больше будет окружная скорость, тем больше будет работа, приходящаяся на единицу массы рабочего тела, как это следует из уравнения Эйлера (см. разд. 2.6.1). Предел увеличению окружных скоростей ставит прочность материала рабочего колеса, так как при больших скоростях на рабочее колесо действуют большие инерционные усилия.

В настоящее время максимальные окружные скорости колес центробежных компрессоров приближаются к 600 м/с, а окружные скорости колес турбин, работающих в более тяжёлых температурных условиях, к 450 м/с. При таких окружных скоростях рабочие колеса малоразмерных турбин и компрессоров имеют угловые скорости 3000—10 000 рад/с. Благодаря высоким значениям угловой скорости лопаточные машины имеют, как правило, небольшие значения относительной массы, т. е. массы, приходящейся на единицу мощности.

3. Возможность достижения в одном агрегате практически неограниченных мощностей и расходов рабочего тела. Так, в настоящее время турбина является двигателем, способным развивать наибольшие мощности в течение продолжительного времени. Мощность отдельных паровых турбин и гидротурбин доходит до 1000 МВт. В то же время в приборостроении применяются турбины, мощность которых измеряется несколькими ваттами.

Большие промышленные вентиляторы прокачивают тысячи кубических метров воздуха в секунду, а водяные насосы — десятки кубических метров воды в секунду; в то же время, имеются лопаточные насосы с подачей меньше 0,1 л/с.

4. Возможность достижения высокого КПД. КПД, т. е. отношение полезной мощности к располагаемой, у современных лопаточных

машин может достигать 0,9. Многоступенчатые лопаточные машины авиационных газотурбинных двигателей — турбины и осевые компрессоры — имеют КПД, в отдельных случаях превосходящие 0,9.

5. Уравновешенность. Принципиально возможно обеспечить работу лопаточной машины без действия неуравновешенных сил инерции. Неуравновешенные силы инерции в лопаточных машинах могут появляться только в результате погрешностей при изготовлении. Практически они сводятся к допустимому минимуму динамической балансировкой роторов машин. В ТНА ЖРД ротор можно сбалансировать с погрешностью не более  $10^{-4}$  Н·м. Уравновешенность машины является ценным эксплуатационным свойством, позволяющим резко уменьшить нагрузки и получить более легкую конструкцию. В этом заключается существенное преимущество лопаточных машин перед поршневыми, имеющими кривошипно-ползунный механизм, который всегда неуравновешен.

6. Высокая надежность и простота обслуживания.

7. Удобство соединения с электродвигателями, генераторами и друг с другом. Лопаточные машины как машины вращательного движения легко соединяются с электромашинами. Кроме того, привод лопаточной машины, потребляющей мощность (компрессора, насоса) от лопаточной машины-двигателя (турбины) легко осуществить непосредственным их объединением. Такие агрегаты широко распространены в технике. Настоящий курс посвящен теории и расчету агрегата как раз такого вида — ТНА ЖРД. В отдельных случаях в ТНА ЖРД применяются шестеренный перебор между насосами и турбиной, но эта схема не типична для современных ЖРД.

Этим не исчерпываются все характерные свойства лопаточных машин. Выше были указаны только наиболее существенные и общие черты для всех типов лопаточных машин. В каждом частном случае есть преимущества и недостатки по сравнению с другими типами машин.

#### 2.4. ПАРАМЕТРЫ ЛОПАТОЧНЫХ РЕШЕТОК

Лопаточные решетки (лопаточные венцы), образующие ступень лопаточной машины, трехмерны, но если ступень расщепить соосными поверхностями вращения (например, для осевой машины цилиндрическими поверхностями), отстоящими друг от друга на бесконечно малое расстояние, то получим элементарную ступень лопаточной машины, состоящую в развертке из двухмерных плоских лопаточных профилей.

В теории лопаточных машин часто вместо рассмотрения имеющегося в действительности обтекания лопаток пространственным неустановившимся потоком жидкости ограничиваются рассмотрением установившегося обтекания плоских решеток двухмерным потоком по ряду сечений, т. е. рассматривают идеализированные схемы течения (с цилиндрическими поверхностями тока для осевых машин и плоскими поверхностями тока для чисто радиальных машин).

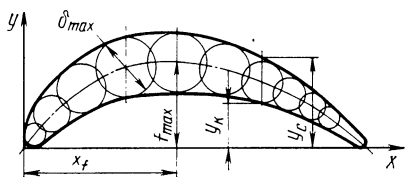


Рис. 2.7. Лопаточный профиль с обозначением основных размеров

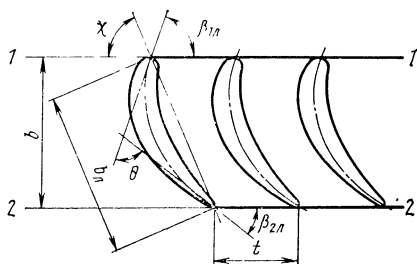


Рис. 2.8. Плоская прямая лопаточная решетка

Плоская лопаточная решетка состоит из плоских лопаточных профилей. Рассмотрим основные параметры плоского лопаточного профиля и плоской лопаточной решетки.

На рис. 2.7 представлен лопаточный профиль. Геометрическое место центров окружностей, вписанных в профиль, образует среднюю линию профиля. В общем случае любая точка профиля может быть задана двумя координатами  $x$  и  $y$ . Ось  $x$  обычно направляется по линии, соединяющей наиболее удаленные точки средней линии профиля. Эта линия называется хордой. Вогнутая часть профиля называется корытом, выпуклая часть — спинкой. Координаты точек, образующих спинку, имеют индекс «с», а координаты точек, образующих корыто, — индекс «к».

Чтобы задать профиль, используют еще такие параметры:  $\delta_{\max}$  — максимальная толщина профиля или максимальный диаметр окружности, вписанной в контур профиля;  $f_{\max}$  — максимальный прогиб средней линии профиля или наибольшее удаление средней линии профиля от хорды.

Часто все параметры, характеризующие профиль, задаются в относительных координатах, в долях от хорды  $b_{\text{д}}$ . Например, относительная максимальная толщина  $\delta_{\max} = \delta_{\max}/b_{\text{д}}$  и т. д. Входные и выходные кромки профиля могут быть скругленными или острыми.

На рис. 2.8 представлена плоская прямая лопаточная решетка, а на рис. 2.9 — плоская круговая лопаточная решетка. Плоская прямая лопаточная решетка получается при развертке сечения лопаток осевой машины цилиндрической поверхностью с осью, совпадающей с осью вращения. Плоская круговая лопаточная решетка получается при сечении лопаток радиальной машины плоскостью, перпендикулярной оси вращения.

Линия 1—1 (см. рис. 2.8), проходящая через крайние точки кромок профилей, называется входным фронтом плоской решетки. Линия 2—2, проходящая через крайние точки выходных кромок профилей, образует выходной фронт решетки. В плоской прямой решетке фронтом является прямая линия, в плоской круговой решетке — окружность диаметром  $D_1$  (входной фронт) или  $D_2$  (выходной фронт).

Расстояние по фронту между соответствующими точками соседних профилей называется шагом решетки  $t$ . Для прямой решетки шаг на входе в решетку равен шагу на выходе из нее. Для круговой решетки шаги на входе в решетку и на выходе из нее различаются между собой (см. рис. 2.9). Угол между хордой профиля и фронтом плоской решетки называется установочным углом  $\chi$  (см. рис. 2.8).

Для плоской решетки введем понятие ширины решетки  $b$ . Ширина решетки — расстояние по нормали между фронтами решетки. Плоская прямая лопаточная решетка будет полностью задана профилем, установочным углом и шагом решетки. Чтобы задать плоскую круговую лопаточную решетку, надо знать еще диаметр окружности на входе в решетку или на выходе из нее.

Для исследования течения через плоскую лопаточную решетку важную роль играют входные и выходные углы профиля решетки. Обычно входной угол профиля в решетке  $\beta_{1л}$  определяется как угол между касательной к средней линии профиля в начальной ее точке и входным фронтом решетки или касательной к входному фронту решетки (см. рис. 2.8 и 2.9). Аналогично определяется выходной угол лопатки  $\beta_{2л}$ .

Угол изгиба профиля  $\theta = 180 - (\beta_{1л} + \beta_{2л})$  (см. рис. 2.8).

Важным параметром плоской решетки является ее густота или отношение хорды к шагу  $b_{л} = b_{л}/t$ . Большое значение имеет обратное отношение, называемое относительным шагом,  $\bar{t}_{л} = t/b_{л}$ .

Часто густоту и относительный шаг определяют по ширине решетки:  $\bar{b} = b/t$  и  $\bar{t} = t/b$ .

Плоские лопаточные решетки могут образовывать каналы различной формы. О форме межлопаточного канала решетки можно судить, если между соседними профилями вписать окружности так, чтобы они касались обоих профилей (рис. 2.10). Центры этих окружностей образуют среднюю линию межлопаточного канала. Если среднюю линию канала выпрямить, то огибающие вписанных окружностей образуют прямоосный межлопаточный канал.

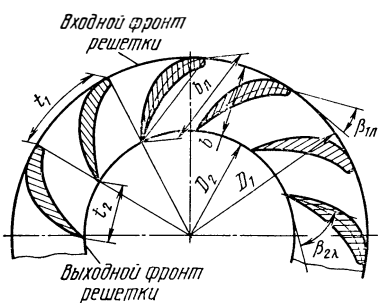


Рис. 2.9. Плоская круговая лопаточная решетка

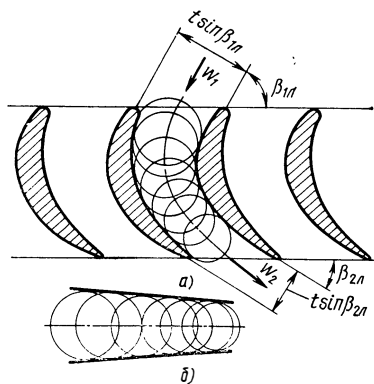


Рис. 2.10. Конфузорная лопаточная решетка (а) и форма межлопаточного канала (б)

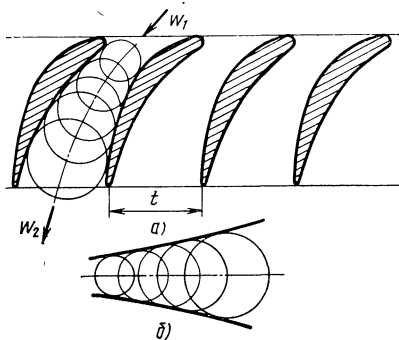


Рис. 2.11. Диффузная лопаточная решетка (а) и форма межлопаточного канала (б)

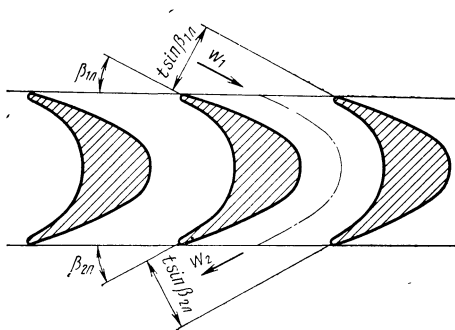


Рис. 2.12. Активная лопаточная решетка

Решетки, межлопаточные каналы которых сужаются (конфузорные решетки, см. 2.10), обеспечивают ускорение потока жидкости. К решеткам, обеспечивающим ускорение потока, но уже в сверхзвуковом потоке, относятся и такие решетки, межлопаточные каналы которых сначала сужаются, а потом расширяются.

Для дозвуковых скоростей лопаточные решетки с расширяющимися межлопаточными каналами являются диффузорными решетками, обеспечивающими торможение потока жидкости (рис. 2.11).

Решетка может иметь одинаковые проходные сечения на входе и на выходе. Такие решетки (рис. 2.12) называются активными и применяются в активных лопаточных машинах (см. разд. 2.8).

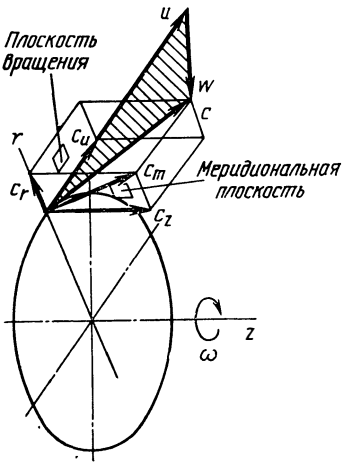
Турбинные решетки, как правило, конфузорные, а решетки компрессоров и насосов диффузорные. Активные решетки применяются в тех и в других машинах.

## 2.5. КИНЕМАТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ

### 2.5.1. Основные сведения

При гидродинамическом расчете решеток лопаточных машин решаются задачи двух видов — прямая и обратная задачи. Прямая задача — определение поля скоростей жидкости в данной решетке при заданных граничных условиях. Обратная задача — построение решеток, удовлетворяющих определенному оптимальному закону распределения скоростей. При решении прямой и обратной задач в общем случае надо рассматривать трехмерный поток, а применительно к плоским решеткам — двухмерный поток. Для решения этих задач приходится выполнять достаточно трудоемкие расчеты. В настоящем разделе будем использовать осредненные по сечению значения скоростей, т. е. будем исходить из теории одномерного течения. Несмотря на очевидное упрощение, теория одномерного течения позволяет рассмотреть многие закономерности лопаточных машин.

Рис. 2.13. Схема разложения абсолютной скорости на ее составляющие (параллелепипед абсолютной скорости)



Выводящие  $c_r$  и  $c_z$  лежат в плоскости, которая называется меридиональной. Эта плоскость проходит через ось вращения лопаточной машины. Проекции скоростей на эту плоскость будем обозначать индексом  $m$ .

Меридиональная составляющая скорости  $\vec{c}_m$  является суммой радиальной и осевой составляющих (см. рис. 2.13):

$$\vec{c}_m = \vec{c}_r + \vec{c}_z.$$

Абсолютная скорость полностью определяется меридиональной составляющей  $c_m$  и окружной составляющей скорости  $c_u$ :

$$\vec{c} = \vec{c}_m + \vec{c}_u.$$

Окружная составляющая  $c_u$  характеризует «закрутку» потока и непосредственно связана с удельной работой, как будет показано далее. Меридиональная составляющая  $c_m$  определяется объемным расходом жидкости через лопаточную машину и площадью нормального к направлению составляющей  $c_m$  сечения, которую будем обозначать  $F_m$ . Для наглядности скорость  $c_m$  можно представить как скорость жидкости с расходом в остановленном колесе, ограниченном покрывными дисками, но без лопаток. Практически поток может не заполнять все сечение из-за наличия отрывных зон. В общем случае  $F_m = \alpha F_{mp}$ , где  $\alpha$  — коэффициент сужения сечения потока ( $\alpha \leq 1$ );  $F_{mp}$  — площадь расчетного проходного сечения.

Обычно полагаем  $\alpha = 1$ . Скорость  $c_m$  находится из уравнения неразрывности

$$\dot{m} = \rho c_m F_m, \quad (2.2)$$

где  $\dot{m}$  — массовый расход, кг/с;  $\rho$  — плотность, кг/м<sup>3</sup>. Для  $\rho = \text{const}$

$$c_m = \dot{V} / F_m, \quad (2.3)$$

где  $\dot{V}$  — объемный расход, м<sup>3</sup>/с.

Зная абсолютную скорость жидкости  $c$  и окружную скорость колеса (переносную скорость)  $u$ , легко найти, применяя общее правило сложения скоростей сложного движения, скорость жидкости относительно перемещающейся лопатки — относительную скорость  $\vec{w}$

$$\vec{w} = \vec{c} - \vec{u}. \quad (2.4)$$

Эти три вектора лежат в одной плоскости, заштрихованной на рис. 2.13. Переноса эту плоскость на плоскость чертежа, можем получить для любой лопаточной машины план скоростей, или треугольник скоростей, т. е. векторную связь абсолютной, относительной и окружной скоростей. Для чисто осевой лопаточной машины меридиональная составляющая скорости равна осевой, а для чисто радиальной машины она равна радиальной составляющей скорости, т. е. для осевой машины  $c_r = 0$  и  $c_m = c_z$ , а для радиальной  $c_z = 0$  и  $c_m = c_r$ .

Следовательно, для осевой лопаточной машины параллелепипед, получаемый при разложении вектора абсолютной скорости на составляющие (см. рис. 2.13), заменится параллелограммом, расположенным в плоскости, касательной к цилиндрической поверхности (рис. 2.14). В этой плоскости и будет производиться построение планов скоростей для осевой машины.

Для чисто радиальной лопаточной машины параллелепипед вектора абсолютной скорости заменяется параллелограммом, в плоскости которого, являющейся плоскостью вращения, и будет производиться построение планов скоростей (рис. 2.15).

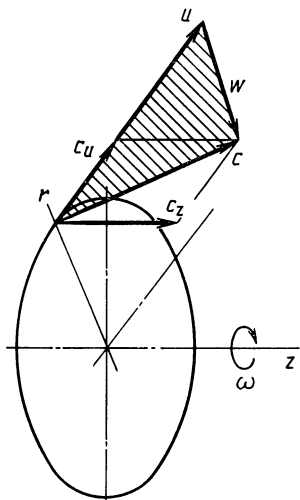


Рис. 2.14. Схема разложения абсолютной скорости на ее составляющие для осевой лопаточной машины

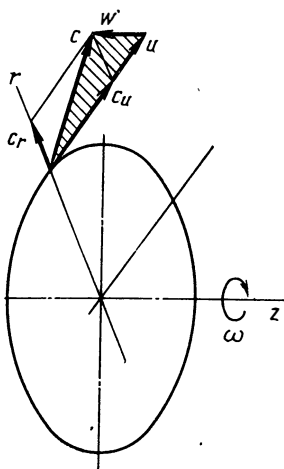
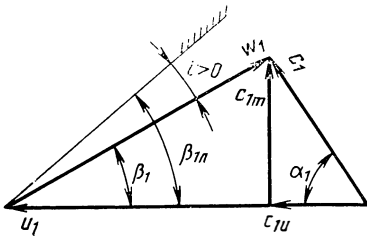


Рис. 2.15. Схема разложения абсолютной скорости на ее составляющие для радиальной лопаточной машины



Рис. 2.16. Треугольник скоростей на входе в колесо лопаточной машины



## 2.5.2. Вход в колесо

Положим, что вектор абсолютной скорости на входе в межлопаточные каналы  $c_1$  известен или его можно найти. В общем случае он определяется двумя составляющими — меридиональной  $c_{1m}$  и окружной  $c_{1u}$ . Меридиональная составляющая определяется объемным расходом  $\dot{V}$  и площадью нормального к этой составляющей проходного сечения колеса непосредственно перед лопатками  $F_{1m}$ , см. уравнение (2.3).

Окружная составляющая скорости на входе  $c_{1u}$  находится из условий течения жидкости в подводящем устройстве.

Для входа в колесо можно записать соотношение

$$\vec{w}_1 = \vec{c}_1 - \vec{u}_1,$$

где  $u_1$  — окружная скорость средней точки входных кромок лопаток.

Скорости  $c_1$ ,  $w_1$  и  $u_1$  лежат в плоскости, проходящей через векторы  $c_{1m}$  и  $u_1$ . При построении планов эту плоскость совмещают с плоскостью чертежа. Примем направление вертикали в плоскости чертежа за меридиональное направление (направление скорости  $c_{1m}$ ), тогда окружная скорость  $u_1$  изобразится отрезком горизонтальной линии и  $w_1$  найдется как разность векторов  $c_1$  и  $u_1$  (рис. 2.16).

$\alpha_1$  — это угол между направлением потока в абсолютном движении и направлением окружной скорости.  $\beta_1$  — это угол между направлением потока в относительном движении, определяемым вектором  $w_1$ , и направлением окружной скорости для турбины и обратным направлением для насоса. В общем случае угол  $\beta_1$  может не совпадать с входным углом лопатки  $\beta_{1л}$ , т. е. поток может натекать с углом атаки. Угол атаки  $i$  определяется углом между вектором скорости  $w_1$  и касательной к средней линии профиля лопатки на входе. Участок касательной на рис. 2.16 отштрихован.

## 2.5.3. Течение по межлопаточным каналам колеса и на выходе из колеса

Для того чтобы найти абсолютную скорость жидкости в любой точке межлопаточного канала на некотором расстоянии от входа на лопатки, надо произвести векторное сложение относительной скорости жидкости в канале  $w$  и переносной скорости  $u$ . Относительная скорость  $w$  внутри межлопаточного канала найдется по направлению, которое определяется в первом приближении направлением средней линии лопатки (углом  $\beta_{л}$ ), и меридиональной составляющей скорости с учетом толщины лопаток  $c_{mл}$  (рис. 2.17).

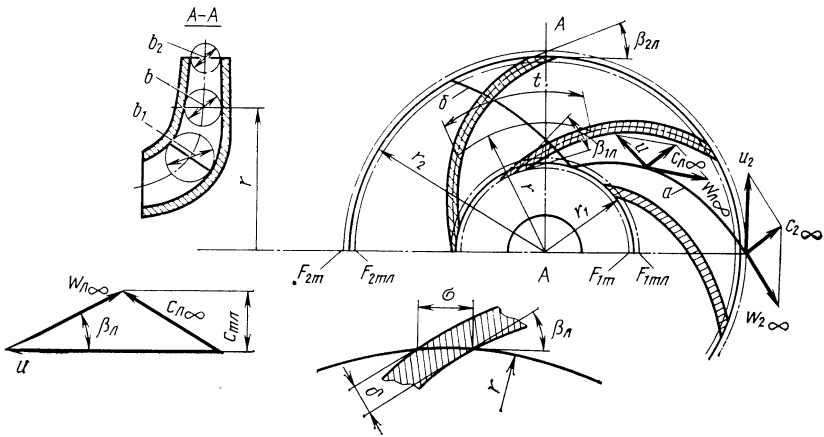


Fig. 2.17. Треугольники скоростей в межлопаточных каналах и на выходе колеса центробежного насоса

Предположение относительно того, что направление касательной к средней линии профиля параллельно вектору относительной скорости, строго говоря, справедливо лишь для решетки, состоящей из бесконечно большого числа бесконечно тонких профилей. При необходимости векторы скоростей, соответствующие этой расчетной схеме, будем отмечать знаком  $\infty$ , так как полагаем, что число лопаток  $z = \infty$ .

Для нахождения осредненной скорости внутри межлопаточного канала необходимо учитывать толщину профиля вместе с толщиной вытеснения пограничного слоя. При отрывном обтекании следует учитывать толщину отрывной зоны. В первом приближении учитывается только толщина лопаток (например, в насосах).

Определение меридиональной скорости с учетом толщины лопаток для точки, расположенной на произвольном радиусе  $r$ , проведем на примере центробежного колеса (см. рис. 2.17, индексы 1 и 2 здесь и далее соответствуют входу в колесо и выходу из него). Площадь проходного сечения колеса обозначим  $F_m$ , площадь проходного сечения на том же радиусе с учетом толщины лопаток обозначим  $F_{m\pi}$ . Отношение  $F_m/F_{m\pi}$  представляет собой коэффициент сужения сечения колеса. Обозначим его  $k$ . Площади  $F_m$  и  $F_{m\pi}$  можно вычислить через шаг лопаток

$$t = 2\pi r/z,$$

где  $z$  — число лопаток.

Тогда

$$k = \frac{F_m}{F_{m\pi}} = \frac{zlb}{bz(t-\sigma)} = \frac{t}{t-\sigma}, \quad (2.5)$$

$$F_{m\pi} = F_m/k = 2\pi rb/k. \quad (2.6)$$

Здесь  $\sigma$  — толщина лопаток, определенная по дуге окружности;  $b$  — ширина меридионального сечения колеса. Связь между нор-

мальной толщиной  $\delta$  и толщиной  $\sigma$  легко устанавливается при рассмотрении рис. 2.17:

$$\sigma = \delta / \sin \beta_{\text{л}}. \quad (2.7)$$

Для нахождения меридиональной скорости с учетом толщины лопаток воспользуемся формулой, непосредственно вытекающей из уравнения (2.3):

$$c_{m\text{л}} = c_m k. \quad (2.8)$$

Здесь  $c_{m\text{л}}$  — меридиональная скорость с учетом толщины лопаток,  $c_m$  — меридиональная скорость без учета толщины лопаток.

С учетом выражений (2.4) и (2.5) можно записать

$$k = \frac{1}{1 - \delta / (t \sin \beta_{\text{л}})}. \quad (2.9)$$

Относительная скорость в произвольном сечении колеса с учетом толщины лопаток найдется построением треугольника скоростей по известным скоростям  $c_{m\text{л}}$  и  $u$  и по углу  $\beta_{\text{л}}$  (см. рис. 2.17) или из соотношения

$$\omega_{\text{л}\infty} = c_{m\text{л}} / \sin \beta_{\text{л}}. \quad (2.10)$$

Треугольники скоростей на выходе из колеса строятся так же, как и для произвольного сечения, но без учета сужения сечения лопатками.

На рис. 2.17 показано взаимное расположение векторов скоростей относительного  $\omega$ , переносного  $u$  и абсолютного движения  $c$  на примере центробежной лопаточной машины (насоса) для произвольного и выходного радиусов. Там же показаны линии тока жидкости для колеса центробежного насоса (при  $z = \infty$ ) в относительном и абсолютном движении.

#### 2.5.4. Примеры построения треугольников скоростей

На рис. 2.18 представлены основные сечения ступени осевой лопаточной машины (осевого насоса). Такими сечениями являются меридиональное сечение и развертка цилиндрического сечения лопаточных решеток (диаметр цилиндра равен среднему диаметру ступени, его образующая  $I-I$ ). В общем случае ступень осевого насоса имеет направляющие аппараты на входе и на выходе. Направляющий аппарат обеспечивает необходимую закрутку потока на входе в колесо. Выходной направляющий аппарат является диффузорным устройством, преобразующим кинетическую энергию в энергию давления.

Построение треугольников скоростей (рис. 2.19) будем проводить для среднего диаметра  $D_{\text{ср}}$ . Предположим, что поток жидкости на входе в колесо имеет окружную составляющую  $c_{1u}$  (часто она бывает равна нулю). Меридиональная составляющая (в данном случае осевая) найдется из соотношения

$$c_{1z} = c_{1m} = \dot{V} / F_{1m}, \quad (2.11)$$

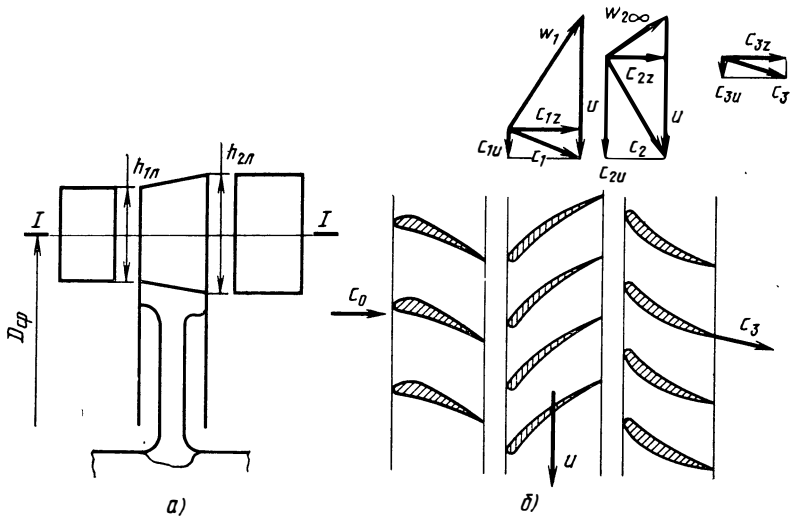


Рис. 2.18. Характерные сечения осевого насоса и треугольники скоростей:

*a* — меридиональное сечение; *б* — развёртка цилиндрического сечения с образующей  $I-I$

где  $F_{1m}$  — площадь кольцевого сечения высотой  $h_{1л}$  (см. рис. 2.18):

$$F_{1m} = \pi D_{cp} h_{1л}. \quad (2.12)$$

Зная объемный расход или определив его как частное от деления массового расхода на плотность жидкости на входе:

$$\dot{V} = \dot{m} / \rho_1, \quad (2.13)$$

найдем скорость

$$c_{1z} = c_{1m} = \dot{V} / (\pi D_{cp} h_{1л}). \quad (2.14)$$

Имея две проекции абсолютной скорости  $c_{1u}$  и  $c_{1z}$  и зная абсолютное значение и направление окружной скорости  $u$ , построим треугольник скоростей на входе в лопаточную решетку. На рис. 2.19

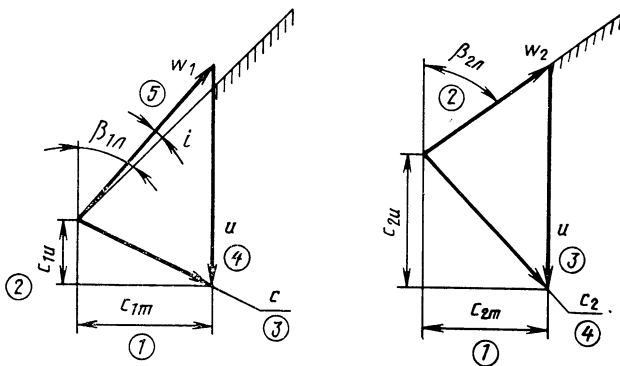


Рис. 2.19. Треугольники скоростей для осевого насоса

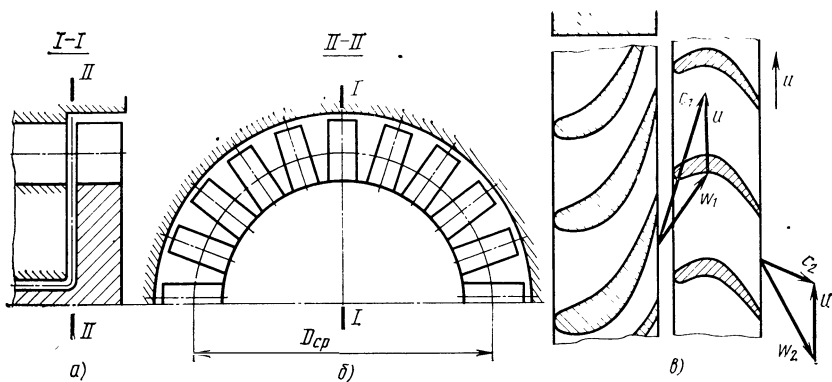


Рис. 2.20. Характерные сечения осевой турбины и треугольники скорости: а — меридиональное сечение; б — сечение в плане; в — развертка цилиндрического сечения (увеличено в два раза по сравнению с сечениями, приведенными на рис. 2.20, а, б)

и на других рисунках порядок построения показан цифрами в кружках. Направление  $w_1$  определяется соотношением скоростей  $c_1$  и  $u$  и в общем случае может составлять с направлением касательной к профилю лопатки на входе угол атаки  $i$ .

Для построения треугольника скоростей на выходе из осевой лопаточной решетки найдем осевую составляющую абсолютной скорости. Она определяется объемным расходом жидкости и проходным сечением на выходе из решетки:

$$c_{2z} = c_{2m} = \dot{V}/F_{2m}. \quad (2.15)$$

Площадь проходного сечения на выходе из решетки определяется формулой

$$F_{2m} = \pi D_{cp} h_{2л}, \quad (2.16)$$

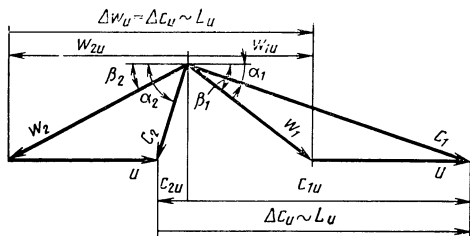
где  $h_{2л}$  — высота лопатки на выходе (см. рис. 2.18).

Кроме осевой составляющей скорости известно в первом приближении направление потока на выходе из решетки. Будем считать, что направление относительной скорости на выходе из межлопаточного канала совпадает с направлением касательной к средней линии профиля лопатки на выходе ( $z = \infty$ ). Тогда треугольник скоростей полностью определяется (см. рис. 2.19). Абсолютная скорость на выходе из колеса  $c_2$  найдена по модулю и направлению.

Построим треугольник скоростей для осевой турбины. На рис. 2.20 изображены меридиональное сечение I—I, сечение в плане II—II и развертка цилиндрического сечения с диаметром, равным среднему диаметру турбины, выявляющие форму и размеры турбины.

Направляющий аппарат на входе в турбину, обычно называемый сопловым аппаратом, обеспечивает расширение газа, его ускорение и выход с малым углом  $\alpha_1$  (рис. 2.21) для получения большого значения окружной составляющей  $c_{1u}$ . Таким образом, скорость  $\vec{c}_1$  задана. В остальном построение не требует пояснения. На рис. 2.20 при-

Рис. 2.21. Треугольники скоростей для осевой турбины



ведены треугольники скоростей для входа в рабочее колесо и выхода из него.

Проследим построение треугольников скоростей для радиальной центробежной турбины, колесо которой представляет собой круговую лопаточную решетку. Перед рабочим колесом установлен сопловой аппарат, обеспечивающий ускорение потока до скорости  $c_1$ .

На рис. 2.22 показаны основные сечения, выявляющие форму и соотношения размеров соплового аппарата и радиального колеса. Такими сечениями являются меридиональное сечение  $I-I$  и сечение в плане  $II-II$ .

Для радиальной лопаточной машины осевая составляющая абсолютной скорости  $c_2 = 0$ .

На входе в турбину поток должен иметь значительную окружную составляющую  $c_{1u}$ , созданную направляющим аппаратом, установленным перед колесом. Окружная составляющая  $c_{1u}$  должна быть задана. Меридиональная составляющая (в данном случае радиальная) найдется из общего для всех лопаточных машин соотношения (2.11).

Для радиальной машины  $F_{1m}$  — площадь цилиндрического сечения с шириной по образующей, равной ширине круговой лопаточной решетки  $b_1$ , определяется формулой

$$F_{1m} = \pi D_1 b_1. \quad (2.17)$$

По известному объемному расходу на входе в колесо найдем скорость

$$c_{1r} = c_{1m} = \dot{V}_1 / (\pi D_1 b_1), \quad (2.18)$$

где  $\dot{V} = m_1 / \rho_1$ .

Имея две проекции абсолютной скорости  $c_{1u}$  и  $c_{1r}$  и зная абсолютное значение и направление окружной скорости, строим треугольник скоростей на входе в круговую решетку. В результате построения находим относительную скорость  $w_1$  (рис. 2.23).

Вместо  $c_{1u}$  и  $\dot{V}$  могут быть заданы скорость на выходе из соплового аппарата  $c_1$  и угол  $\alpha_1$ , определяющий направление скорости  $c_1$ . Тогда построение треугольника скоростей на входе проводится следующим образом: откладываем скорость  $c_1$  под углом  $\alpha_1$  (см. рис. 2.23), от вектора  $\vec{c}_1$  отнимаем вектор  $\vec{u}$  и получаем вектор  $\vec{w}_1$ .

Для нахождения абсолютной скорости на выходе из колеса построим треугольник скоростей. Меридиональная (радиальная) составляющая абсолютной скорости на выходе из колеса найдется по известной формуле

$$c_{2r} = c_{2m} = \dot{V}_2 / F_{2m} = \dot{V}_2 / (\pi D_2 b_2), \quad (2.19)$$

где  $\dot{V} = m_2 / \rho_2$ ;  $b_2$  — см. на рис. 2.22.

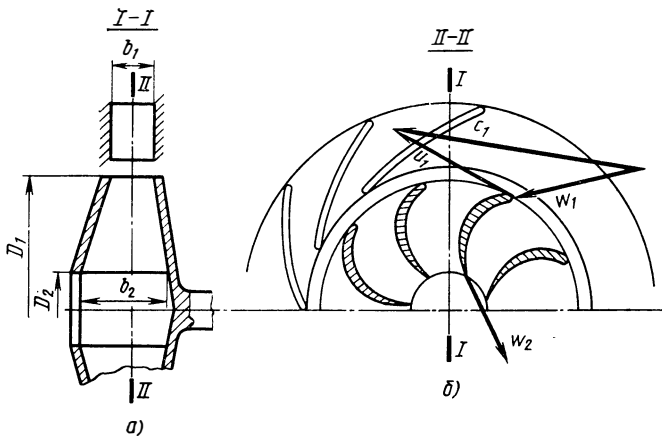


Рис. 2.22. Характерные сечения радиальной турбины:  
 а — меридиональное сечение; б — сечение в плане

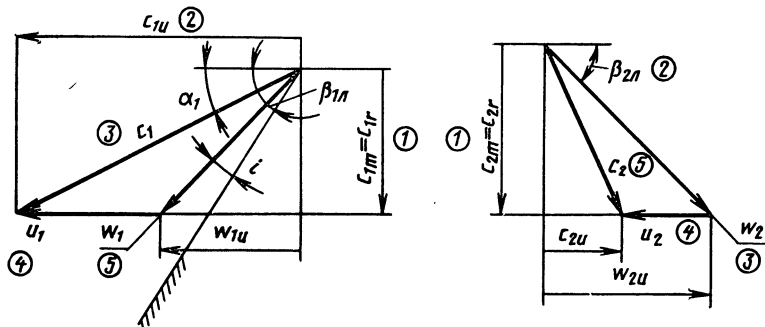


Рис. 2.23. Треугольники скоростей для радиальной турбины

Кроме радиальной составляющей скорости известны  $u_2$  и направление потока на выходе из колеса. Угол наклона вектора относительной скорости принимаем равным выходному углу лопаток  $\beta_{2л}$  ( $z = \infty$ ). Тогда абсолютная скорость на выходе из колеса определится построением треугольника скоростей, представленного на рис. 2.23.

Разобрав основные приемы построения треугольников скоростей для колес лопаточных машин, перейдем к выявлению основных соотношений для них, вытекающих из закона о моменте количества движения для жидкости.

## 2.6. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ, ВЫТЕКАЮЩИЕ ИЗ ЗАКОНА О МОМЕНТЕ КОЛИЧЕСТВА ДВИЖЕНИЯ

### 2.6.1. Уравнение Эйлера

Между потоком жидкости и лопатками рабочего колеса осуществляется силовое взаимодействие. Это взаимодействие создает разность давлений жидкости на лопатках вращающегося колеса,

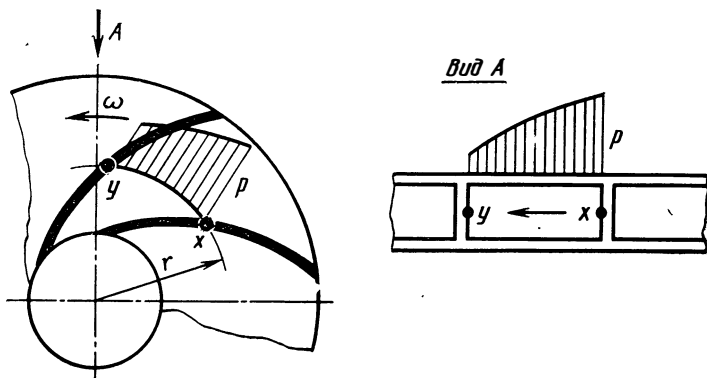


Рис. 2.24. Примерная картина распределения давления по сечению межлопаточного канала центробежного колеса

что позволяет передать энергию от колеса к жидкости и наоборот. У насоса (компрессора) эта разность давлений определяет основную часть момента сопротивления на валу, у турбины — крутящего момента.

На рис. 2.24 для примера приведено распределение давления по сечению межлопаточного канала колеса центробежного насоса. Вследствие неравномерности распределения давления и скорости при установившемся характере относительного движения жидкости через рабочее колесо абсолютное движение жидкости через колесо будет иметь неустановившийся характер\*. В самом деле, каждая частица колеса периодически проходит мимо корпуса. Мгновенная абсолютная скорость в любой точке будет циклически изменяться в соответствии с изменением относительной скорости в межлопаточном канале. Следовательно, в абсолютном движении не будет выдерживаться характерный признак установившегося движения — постоянство скорости в данной точке пространства. Но, рассматривая осредненные по сечению канала значения скоростей, можно применять основные законы механики для установившегося движения к абсолютному движению жидкости в колесе.

Для определения суммарного момента, действующего на колесо при движении через него жидкости, применим теорему о моменте количества движения: момент равнодействующей внешних сил, приложенных к выделенному объему, равняется изменению момента количества движения массы жидкости, протекающей в единицу времени через этот объем.

Для примера применим теорему о моменте количества движения для радиальной лопаточной машины.

\* Если бы распределение давления было равномерным, то на валу не возник бы момент. Таким образом, нестационарность абсолютного движения необходима для передачи энергии.



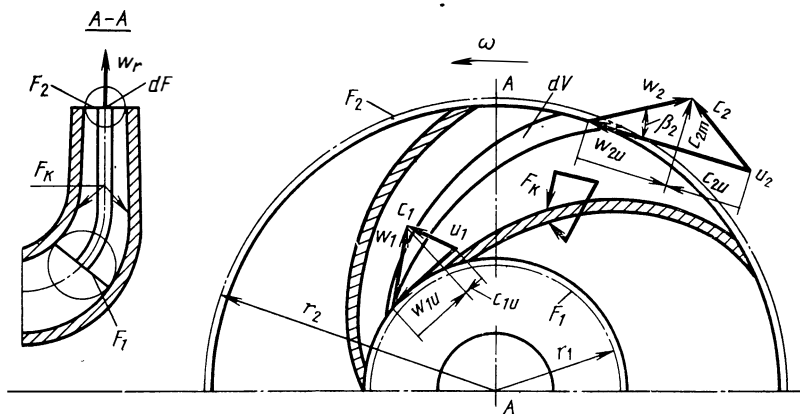


Рис. 2.25. Схема движения жидкости через колесо радиальной лопаточной машины

Возьмем объем  $V$ , ограниченный поверхностями  $F_1$ ,  $F_2$  и  $F_k$ , т. е. включающий в себя все каналы (рис. 2.25).

Изменение момента количества движения в окружном направлении

$$\frac{d}{dt} \int \rho r c_u dV$$

равно суммарному моменту  $M_{ж}$  внешних сил относительно оси вращения. Следовательно, в общем случае для неустановившегося режима

$$M_{ж} = \frac{d}{dt} \int \rho r c_u dV. \quad (2.20)$$

Полную производную в правой части уравнения (2.20) можно представить как сумму локальной производной, которая учитывает изменение за время  $dt$  момента количества движения в рассматриваемом объеме в связи с неустановившимся характером движения, и конвективной производной, определяющей изменение момента количества движения за то же время из-за перехода рассматриваемого объема жидкости в другое положение:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho c_u r dV = \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho c_u r dV + \left( \frac{d}{dt} \right)_{\text{конв}} \int_V \rho c_u r dV. \quad (2.21)$$

Конвективная производная по времени от интеграла некоторой величины, взятого по движущемуся объему, равна переносу той же величины сквозь контрольную поверхность, ограничивающую этот объем. Перенос количества движения происходит только через поверхности  $F_1$  и  $F_2$  поэтому из формул (2.20) и (2.21) получим

$$M_{ж} = \int_{F_2} \rho_2 r_2 c_{2u} c_{2m} dF - \int_{F_1} \rho_1 r_1 c_{1u} c_{1m} dF + \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho r c_u dV. \quad (2.22)$$

Уравнение (2.22) определяет момент, приложенный к жидкости, в общем случае (в том числе на неустановившемся режиме). Первые два члена уравнения (2.22) характеризуют момент, приложенный к жидкости, на установившемся режиме. Следовательно, на установившемся режиме

$$M_{\text{ж}} = \int_{F_2} \rho_2 r_2 c_{2u} c_{2m} dF - \int_{F_1} \rho_1 r_1 c_{1u} c_{1m} dF. \quad (2.23)$$

Выражая массовый расход как

$$\dot{m} = \int_{F_2} \rho_2 c_{2m} dF = \int_{F_1} \rho_1 c_{1m} dF$$

и понимая под  $c_{2u}$  и  $c_{1u}$  скорости, осредненные по поверхностям  $F_2$  и  $F_1$  ( $\bar{c}_{2u}$  и  $\bar{c}_{1u}$ ), соотношение (2.23) получим в виде

$$M_{\text{ж}} = \dot{m} (\bar{c}_{2u} r_2 - \bar{c}_{1u} r_1). \quad (2.24)$$

Суммарный момент внешних сил  $M_{\text{ж}}$  складывается из момента  $M_{\text{л}}$  от воздействия колеса (поверхности  $F_h$  на рис. 2.25) на жидкость в выделенном объеме и моментов  $M_{F_1}$  и  $M_{F_2}$  поверхностных сил, действующих по граничным поверхностям  $F_1$  и  $F_2$ . Из объемных сил только силы тяжести будут внешними, но вследствие осевой симметрии они дают относительно оси колеса момент, равный нулю. Из поверхностных сил, действующих на граничных поверхностях, моменты  $M_{F_1}$  и  $M_{F_2}$  относительно оси вращения могут давать только касательные напряжения, т. е. силы трения, обуславливаемые турбулентным обменом импульсами. Силы давления на граничных поверхностях, как нормальные, не дают момента относительно оси:

$$M_{\text{ж}} = M_{\text{л}} + M_{F_1} + M_{F_2}. \quad (2.25)$$

Уравнение (2.24) показывает, что изменение момента количества движения жидкости в абсолютном движении через колесо насоса равно суммарному моменту сил, действующих на выделенный объем. Пренебрегая моментами поверхностных сил, действующих на поверхности  $F_1$  и  $F_2$ , ограничивающие колесо лопаточной машины, и на внутренние поверхности, ограничивающие лопатки по ширине, получим момент в ньютонах на метр, действующий со стороны лопаток на жидкость,

$$M_{\text{л}} = \dot{m} (\bar{c}_{2u} r_2 - \bar{c}_{1u} r_1). \quad (2.26)$$

Зная момент  $M_{\text{л}}$ , можно определить мощность в ваттах как произведение момента в ньютонах на метр на угловую скорость вращения в радианах на секунду. Назовем ее окружной мощностью (словом «окружная» подчеркивается, что речь идет о лопаточной решетке, а не о машине в целом). Окружная мощность  $N_u$  определяется уравнением

$$N_u = M_{\text{л}} \omega. \quad (2.27)$$

Отнеся мощность (в ваттах) к массовому секунднему расходу в килограммах на секунду, получим выражение для удельной работы

лопаточной машины в джоулях на килограмм. Удельная работа — это энергия, переданная колесом единице массы жидкости,

$$H_T = N_u / \dot{m}. \quad (2.28)$$

Если выразить  $H_T$  через момент  $M_{л.}$ , то получим

$$H_T = M_{л.} \omega / \dot{m}. \quad (2.29)$$

Применительно к насосу эту величину будем называть теоретическим напором и обозначать  $H_T$ .

Подставляя развернутое выражение для  $M_{л.}$  в уравнение (2.26), получим

$$H_T = \bar{c}_{2u} u_2 - \bar{c}_{1u} u_1, \quad (2.30)$$

где  $H_T$  — теоретический напор, Дж/кг ( $\text{м}^2/\text{с}^2$ ).

Записанное в этом виде уравнение носит название уравнения Эйлера для лопаточных машин-исполнителей (насосов). Оно справедливо и для лопаточных машин-двигателей (турбин). Момент от воздействия потока на колесо

$$M_u = - M_{л.} \quad (2.31)$$

Соответственно для лопаточной машины-двигателя

$$L_u = \bar{c}_{1u} u_1 - \bar{c}_{2u} u_2, \quad (2.32)$$

где  $L_u$  — удельная работа, Дж/кг ( $\text{м}^2/\text{с}^2$ ).

Для осевых лопаточных машин  $u = u_1 = u_2$  и уравнения Эйлера для машин-исполнителей и машин-двигателей запишутся в наиболее простом виде

$$H_T = u (\bar{c}_{2u} - \bar{c}_{1u}), \quad (2.33)$$

$$L_u = u (\bar{c}_{1u} - \bar{c}_{2u}). \quad (2.34)$$

Анализ уравнений Эйлера показывает следующее:

1. Удельная работа лопаточной машины, выраженная в джоулях на килограмм, не зависит от рода рабочего тела, так как его физические параметры не входят в уравнение Эйлера. Эта работа зависит только от окружных составляющих абсолютных скоростей и окружных скоростей вращения колеса.

2. Жидкость передает энергию колесу, когда  $\bar{c}_{1u} u_1 > \bar{c}_{2u} u_2$ , и наоборот, колесо передает энергию жидкости, когда  $\bar{c}_{2u} u_2 > \bar{c}_{1u} u_1$ . Лопаточные машины, передающие энергию от жидкости к колесу, являются машинами-двигателями (турбинами), а передающие внешнюю механическую энергию газу или жидкости, являются машинами-исполнителями (компрессорами или насосами).

3. Удельная работа лопаточной машины будет тем больше, чем больше окружная составляющая абсолютной скорости  $c_u$  и окружная скорость  $u$ , входящие в первые члены уравнений (2.30) и (2.32). Для турбины это означает необходимость обеспечения сопловым аппаратом такого направления скорости  $c_1$ , чтобы окружная составляющая  $c_{1u}$  имела большое значение. Для насоса (компрессора) необходимое значение  $c_{2u}$  обеспечивается отклонением потока в рабочем колесе, т. е. углом лопаток колеса на выходе  $\beta_{2л.}$ : чем больше  $\beta_{2л.}$ ,

тем больше будет  $c_{2u}$ . Большая окружная скорость  $u_1$  для турбины и  $u_2$  для насоса может быть получена при большой частоте вращения  $\omega$  или при больших радиусах колеса  $r_1$  для турбины и  $r_2$  для насоса.

4. Удельная работа лопаточной машины на окружности колеса будет больше, если окружные составляющие скорости, которые входят во вторые члены уравнений (2.30) и (2.32), будут иметь иной знак, чем окружные составляющие скорости в первых членах этих уравнений.

Для насоса и компрессора это означает, что при закрутке потока на входе в сторону, обратную вращению, напор машины будет увеличиваться, а при закрутке потока в сторону вращения — снижаться.

Для турбины закрутка потока на выходе из колеса в сторону вращения уменьшает работу турбины. Наличие окружной составляющей скорости на выходе из турбины, направленной в сторону, обратную вращению, увеличивает работу турбины, однако снижает ее экономичность, как будет показано далее.

### 2.6.2. Силы, действующие на лопатки осевой машины

Уравнение Эйлера не раскрывает характера сил, действующих на колесо лопаточной машины со стороны жидкости. Рассмотрим силы, действующие на лопаточный профиль прямой решетки единичной длины в относительном установившемся движении. При рассмотрении обтекания одиночного профиля вводится понятие осредненной относительной скорости  $w_{cp}$ .

Осредненная относительная скорость потока является средним векторным из значений относительной скорости в бесконечности перед лопаткой и за ней (рис. 2.26)

$$w_{cp} = \sqrt{w_z^2 + \left(\frac{w_{1u} + w_{2u}}{2}\right)^2}; \quad (2.35)$$

$$\operatorname{tg} \beta_{cp} = w_z / w_{cp} = 2w_z / (w_{1u} + w_{2u}). \quad (2.36)$$

Как показал Н. Е. Жуковский, сила  $F$ , возникающая при обтекании лопаточного профиля, может быть определена по циркуляции  $\Gamma_{лw}$  относительной скорости вокруг лопатки\*:

$$F = \rho \Gamma_{лw} w_{cp}. \quad (2.37)$$

Здесь сила определяется для профиля лопатки единичной длины, поэтому измеряется в ньютонах на метр; циркуляция по контуру  $ABCD$  (рис. 2.27) определяется формулой

$$\Gamma_{лw} = \oint w ds = t(w_{1u} - w_{2u}), \quad (2.38)$$

где  $ds$  — элемент длины контура.

\* Теорема Жуковского о силах, действующих на крыльевой профиль и решетку. Эта теорема выводится в курсах газовой динамики.

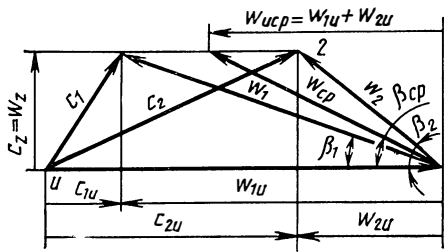


Рис. 2.26. Совмещенные треугольники скоростей на входе и выходе из прямой решетки

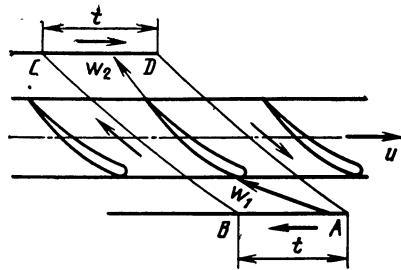


Рис. 2.27. Схема для определения циркуляции вокруг лопатки в осевой лопаточной машине

Уравнение (2.37) выражает теорему Жуковского. Сила, с которой поток невязкой жидкости действует на профиль, равна произведению плотности  $\rho$  жидкости, циркуляции  $\Gamma_{\text{пл}}$  относительной скорости по контуру  $ABCD$ , охватывающему профиль, и средней скорости потока в бесконечности.

Сила  $F$  называется подъемной силой, ее направление перпендикулярно направлению скорости  $w_{cp}$  (рис. 2.28). Это означает, что подъемная сила, т. е. сила давления жидкости на профиль, направленная перпендикулярно к осредненной скорости потока, возникает в результате наложения циркуляционного течения на поток, определяемый заданным расходом. При этом на выпуклой стороне профиля скорость возрастает, а давление падает, а на вогнутой стороне — наоборот. Большее давление будет на корыте профиля, меньшее на спинке. Перепад давлений, действующих на профиль, и создает подъемную силу. Подъемную силу можно разложить на окружную  $F_u$  и осевую  $F_z$  составляющие.

В лопаточных машинах суммарное окружное усилие, действующее на лопатки, создает момент на валу. Поэтому для лопаточных машин весьма важен вывод, следующий из теоремы Жуковского, о том, что окружное усилие, действующее на лопатки, пропорционально циркуляции относительной скорости по контуру, охваты-

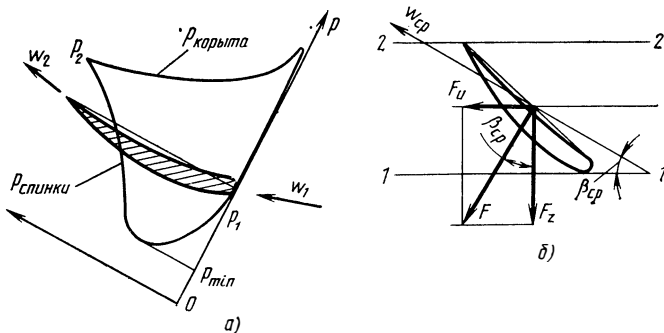


Рис. 2.28. Давление (а) и силы, действующие на обтекаемый лопаточный профиль (б)

вающему профиль и проходящему через оси межлопаточных каналов и дуги окружностей, равные шагам решетки на входе и на выходе.

Определим момент колеса осевой лопаточной машины, считая циркуляцию по высоте лопатки постоянной:

$$M_{\Gamma_{л\omega}} = zF_{ur}r_{cp}h_{л} = z\Gamma_{л\omega}r_{cp}\rho\omega_{cp}h_{л} \sin \beta_{cp} = \dot{m}z\Gamma_{л\omega}/(2\pi). \quad (2.39)$$

### 2.6.3. Связь момента колеса радиальной машины с моментом кориолисовых сил инерции

Рассмотрим характер сил, действующих со стороны жидкости на лопатки радиальной (диагональной) машины в относительном установившемся движении. В радиальных лопаточных машинах наряду с подъемной силой, определяемой теоремой Жуковского, большое значение (а часто и основное) имеют инерционные силы жидкости.

Относительное движение жидкости во вращающемся колесе — движение жидкости относительно равномерно вращающихся координат, скрепленных с колесом, т. е. движение в неинерциальной системе координат. В этом случае к объемным силам, действующим на жидкость, находящуюся в колесе, кроме сил тяжести добавляются силы инерции, обусловленные переносным и кориолисовым ускорением, т. е. центробежные и кориолисовы силы инерции.

Центробежные силы проходят через ось и поэтому не дают момента относительно оси вращения. Кориолисовы силы инерции в радиальных лопаточных машинах дают момент относительно оси.

Как известно, при движении жидкости по каналу вращающегося колеса кориолисово (поворотное) ускорение, действующее на жидкость, связано с изменением направления относительной скорости  $\omega$  и изменением абсолютного значения скорости  $u$ . Кориолисово ускорение сообщают жидкости лопатки (стенки канала) через упругие силы (силы давления). Кориолисова сила инерции равна силе, действующей на жидкость со стороны лопаток, и направлена в обратную сторону. На лопатки действует не сама кориолисова сила, а силы давления, уравновешивающие ее. В насосе момент от кориолисовых сил в виде момента сил давления уравновешивается приложенным к колесу внешним моментом.

Для радиальной (диагональной) лопаточной машины момент, создаваемый колесом и действующий на жидкость (и наоборот) может быть представлен в виде суммы двух моментов: момента, определяемого циркуляцией скорости жидкости вокруг лопаток в относительном движении  $M_{\Gamma_{л\omega}}$  (так же, как для осевых машин) (см. формулу 2.39), и момента, связанного с кориолисовыми силами инерции  $M_{Kz}$ . Для насоса

$$M_u = M_{\Gamma_{л\omega}} + M_{Kz}. \quad (2.40)$$

Момент  $M_{\Gamma_{л\omega}}$  может быть представлен через циркуляцию скорости  $\Gamma_{л\omega}$  по контуру  $ABCD$ , включающему в себя профиль лопатки (рис. 2.29):

$$M_{\Gamma_{л\omega}} = \dot{m}z\Gamma_{л\omega}/(2\pi) = \dot{m}(\omega_{1u}r_1 - \omega_{2u}r_2). \quad (2.41)$$

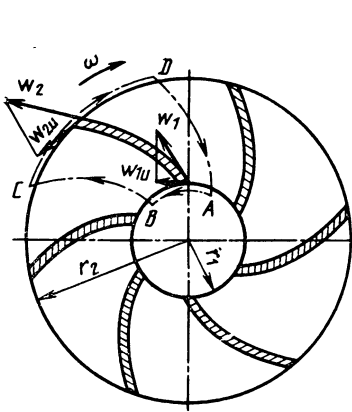


Рис. 2.29. Схема для определения циркуляции вокруг лопаточного профиля в центробежной машине

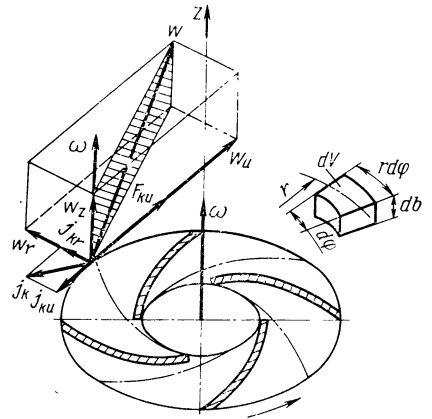


Рис. 2.30. Схема для определения кориолисовой силы инерции в центробежной лопаточной машине

Момент кориолисовой силы инерции, создаваемой жидкостью и действующей на колесо, запишем в интегральном виде:

$$M_{kz} = \int_V r F_{ku} \rho dV, \quad (2.42)$$

где  $F_{ku}$  — окружная составляющая вектора кориолисовой силы инерции, отнесенная к единице массы;  $V$  — выделенный объем жидкости.  $F_{ku}$  равняется окружной составляющей вектора кориолисова ускорения, взятой с обратным знаком:  $\vec{F}_{ku} = -\vec{j}_{ku}$ .

Из рис. 2.30, где показаны векторы скорости и ускорения для движения струйки по колесу, следует, что

$$\vec{j}_{ku} = 2(\vec{\omega} \times \vec{\omega}_r); \quad j_{ku} = 2\omega\omega_r \sin(\widehat{\omega\omega_r}). \quad (2.43)$$

Так как угол между  $\omega$  и  $\omega_r$  равен  $90^\circ$ , то

$$F_{ku} = -2\omega\omega_r. \quad (2.44)$$

Элементарный объем  $dV$  можно представить в таком виде:

$$dV = dr db_r d\varphi. \quad (2.45)$$

Подставляя выражения (2.44) и (2.45) в формулу (2.42) и переходя к определенным интегралам, получим

$$M_{kz} = - \int_{r_1}^{r_2} \int_0^b \int_0^{2\pi} r^2 2\omega\omega_r \rho dr db d\varphi.$$

Согласно уравнению неразрывности массовый расход для всех радиусов — величина постоянная:

$$\dot{m} = \int_0^b \int_0^{2\pi} r \omega_r \rho db d\varphi,$$

поэтому

$$M_{\text{кз}} = -\dot{m}2\omega \int_{r_1}^{r_2} r dr = -\dot{m}\omega (r_2^2 - r_1^2) = -\dot{m} (u_2 r_2 - u_1 r_1). \quad (2.46)$$

С учетом того, что  $M_u = -M_{\text{л}}$ , уравнение (2.40) запишется в виде

$$M_{\text{л}} = \dot{m} (\omega_{2u} r_2 - \omega_{1u} r_1) + \dot{m} (u_2 r_2 - u_1 r_1). \quad (2.47)$$

Соотношение (2.47) можно получить также из формулы (2.26), используя соотношения, вытекающие из треугольников осредненных скоростей (см. рис. 2.23):

$$\vec{c}_{1u} = \vec{\omega}_{1u} r_1 + \vec{u}_1 \quad \text{и} \quad \vec{c}_{2u} = \vec{\omega}_{2u} r_2 + \vec{u}_2.$$

Для турбины

$$M_u = \dot{m} (\omega_{1u} r_1 - \omega_{2u} r_2) + \dot{m} (u_1 r_1 - u_2 r_2). \quad (2.48)$$

Первые члены уравнений (2.47) и (2.48) — это моменты, возникающие в результате обтекания лопаток потоком жидкости и пропорциональные циркуляции, подсчитанной по относительной скорости, числу лопаток и массовому расходу жидкости. Распределение давлений по лопаточному профилю, соответствующее циркуляции относительной скорости, может быть получено путем продвки неподвижных лопаток потоком со скоростями и углами атаки, соответствующими относительным скоростям.

Вторые члены уравнений (2.47) и (2.48) представляют собой моменты, возникающие на колесе лопаточной машины от воздействия кориолисовых сил инерции. Под воздействием окружной составляющей кориолисовой силы инерции жидкость стремится переместиться в окружном направлении. Лопатки препятствуют перемещению жидкости под действием силы инерции, и на них будет возникать разность давлений, уравновешивающая силы инерции и создающая дополнительный момент сопротивления для насоса, крутящий момент для турбины.

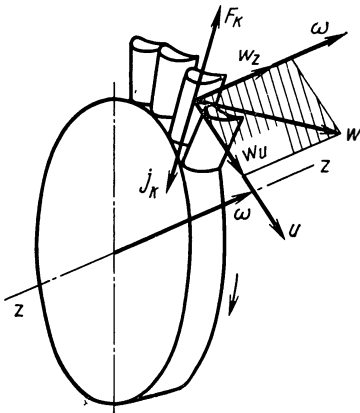
Следовательно, в радиальной лопаточной машине общий перепад давлений на лопатках возникает в результате воздействия двух факторов: обтекания лопаток жидкостью в относительном движении и воздействия кориолисовых сил инерции. Разность давлений на лопатках приводит к возникновению момента на колесе относительно оси вращения.

Для осевой лопаточной машины, полагая что жидкость входит в рабочее колесо и выходит из него на одинаковом расстоянии от оси, имеем  $u_2 = u_1$ . Второй член уравнения (2.47) в этом случае будет равен нулю. Это означает, что момент на лопатках колеса осевой лопаточной машины определяется только обтеканием лопаток жидкостью в относительном движении. Этот момент зависит от циркуляции жидкости вокруг контура, проходящего по средним линиям межлопаточных каналов и отрезкам дуг окружностей на входе и на выходе колеса, равным шагу:

$$M_u = \dot{m} z \Gamma_{\text{лв}} / (2\pi); \quad M_u = \dot{m} r (\omega_{1u} - \omega_{2u}).$$



Рис. 2.31. Схема определения кориолисовой силы инерции в осевой машине



Циркуляция определяется выражением (2.38) в соответствии с рис. 2.27. В осевой лопаточной машине кориолисовы силы инерции не будут давать приложенного к колесу момента относительно оси вращения, так как они являются радиальными силами, проходящими через ось (рис. 2.31).

Для насоса или компрессора в соответствии с выражениями (2.30) и (2.47) формула для теоретического напора запишется в виде

$$H_T = (\omega_{2u}u_2 - \omega_{1u}u_1) + (u_2^2 - u_1^2). \quad (2.49)$$

Соответственно для турбины получим

$$L_u = (\omega_{1u}u_1 - \omega_{2u}u_2) + (u_1^2 - u_2^2). \quad (2.50)$$

Выражения в первых скобках формул (2.49) и (2.50) выражают собой удельную работу колеса, связанную с моментом, определяемым циркуляцией относительной скорости по контуру  $ABCD$  (см. рис. 2.20). Условно будем называть ее удельной работой, связанной с циркуляционными силами. Вторые члены выражают собой удельную работу колеса, определяемую моментом, связанным с кориолисовыми силами инерции. Условно назовем ее удельной работой кориолисовых сил. Формулы (2.49) и (2.50) могут быть использованы для всех лопаточных машин.

Момент и удельная работа радиальной лопаточной машины могут быть выражены и через циркуляцию  $\Gamma_{лс}$  абсолютной скорости по контуру, ограниченному выходной и входной окружностями колеса (см. рис. 2.25). Из уравнения (2.38) следует, что циркуляция для всех лопаток колеса насоса (компрессора)

$$\Gamma_c = z\Gamma_{лс} = z(t_2c_{2u} - t_1c_{1u}) = 2\pi c_{2u}r_2 - 2\pi c_{1u}r_1.$$

В соответствии с уравнениями (2.26) и (2.29)

$$M_{л} = \dot{m}\Gamma_c/(2\pi); \quad (2.51)$$

$$H_T = \omega\Gamma_c/(2\pi). \quad (2.52)$$

Формулы (2.51) и (2.52) справедливы для любой лопаточной машины. Следовательно, теоретический напор (удельная работа) пропорционален циркуляции абсолютной скорости по охватываемому контуру, охватывающему колесо.

Для осевой лопаточной машины циркуляции абсолютной и относительной скоростей равны:  $\Gamma_{лс} = \Gamma_{л\omega}$ . Для осевой машины

вторые члены уравнений (2.49) и (2.50) будут равны нулю. При  $u_2 = u_1 = u$

$$H_T = u(\omega_{2u} - \omega_{1u}); \quad L_u = u(\omega_{1u} - \omega_{2u}).$$

В осевой лопаточной машине колесо будет совершать работу только в том случае, если в результате обтекания его лопаток изменится направление относительной скорости, т. е. если циркуляция относительной скорости будет отлична от нуля, см. формулу (2.39).

Лопаточные решетки осевых машин должны профилироваться особенно тщательно. Для них большое значение имеет форма и кривизна профиля, угол атаки и другие параметры, связанные с обеспечением заданной циркуляции.

В радиальных лопаточных машинах момент на колесе в основном определяется кориолисовыми силами инерции, работа которых не зависит от формы лопаток, а зависит от радиальной их протяженности. Чем больше разность окружных скоростей, тем больше значение кориолисовых сил и тем меньшую роль играет обтекание в относительном движении.

При неудачном профиле лопатки и при неоптимальных углах атаки возрастают потери в колесе любой лопаточной машины, но в осевой лопаточной машине при этом уменьшается и циркуляция, а следовательно теоретический напор (удельная работа). Для радиальной машины уменьшение циркуляции  $\Gamma_{\text{пл}}$  не имеет существенного значения, так как колесом всегда передается удельная энергия вследствие кориолисовых сил. Исходя из этого в радиальных машинах широко применяют приближенные способы построения лопаток, которые базируются главным образом на технологических соображениях.

Отметим, что благодаря передаче энергии кориолисовыми инерционными силами в каналах центробежной компрессорной машины (насоса) можно получить повышение давления в рабочем колесе при конфузорном течении потока по межлопаточному каналу (при отсутствии диффузорного течения). Для конфузорных течений характерны меньшие гидравлические потери и менее жесткие требования к форме профилей, образующих межлопаточные каналы.

Силы, возникающие при воздействии кориолисовых сил инерции и обтекании лопаток в относительном движении, могут складываться и, следовательно, увеличивать суммарную разность давлений на лопатке, а могут и вычитаться друг из друга и уменьшать разность давлений на лопатках. Это зависит от направления обтекания лопаток, направления вращения и направления течения по отношению к оси, т. е. от того, какой вид радиальной машины рассматривается: центростремительная или центробежная.

На рис. 2.32 и 2.33 представлены схемы течения соответственно для центробежной и центростремительной лопаточных машин, работающих в режиме насоса (компрессора) и турбины. Давление в межлопаточном канале, вызываемое кориолисовыми силами инерции, обозначено  $p_K$ . Индексами «н» и «т» обозначены соответственно параметры насоса и турбины. Направление увеличения давления  $p_K$

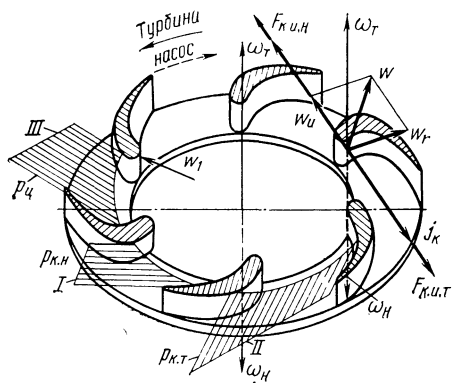


Рис. 2.32. Распределение давления по окружности для межлопаточного канала центробежной лопаточной машины: I, II — на режимах насоса и турбины соответственно при воздействии кориолисовых сил; III — при обтекании лопаток в относительном движении (циркуляции)

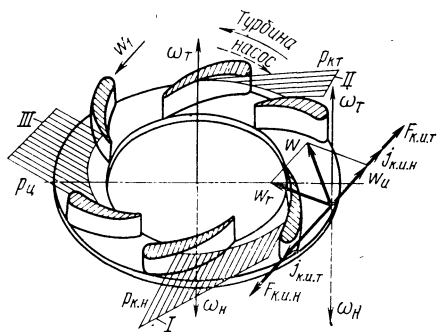


Рис. 2.33. Распределение давления по окружности для межлопаточного канала центростремительной лопаточной машины

совпадает с направлением окружной составляющей кориолисовой силы инерции  $F_{к.и.}$ . Распределение давления по межлопаточному каналу, вызываемое обтеканием неподвижного лопаточного профиля, количественно определяемое циркуляцией относительной скорости по контуру  $ABCD$  (см. рис. 2.29), обозначено  $p_c$  (см. рис. 2.32 и 2.33).

При обтекании лопаточного профиля (например, изображенного на рис. 2.32 и 2.33) с небольшим углом атаки на корыте лопатки образуется повышенное, а на спинке — пониженное давление. Для примера взят сильно изогнутый профиль (в режиме насоса профиль загнут по вращению, хотя это нехарактерно для центробежных насосов).

Направления вращения колеса при работе заданного профиля в режиме турбины ( $c_{1u} > c_{2u}$ ) и в режиме насоса ( $c_{2u} > c_{1u}$ ) будут обратными (на рис. 2.32 и 2.33 угловые скорости для этих случаев соответственно обозначены  $\omega_T$  и  $\omega_H$ ). В связи с этим направления окружных составляющих кориолисовых сил инерции для турбины и для насоса тоже будут обратными. На рис. 2.32 и 2.33 распределение давления по межлопаточному каналу, возникающее от кориолисовых сил инерции, показано эпюрами.

В режиме центростремительной турбины (см. рис. 2.33) суммарная разность давлений, действующих на лопаточный профиль, будет больше, чем в режиме центростремительного насоса, так как в турбине направления увеличения давлений от кориолисовых сил инерции и от обтекания лопаток совпадают. В центростремительном насосе разность давлений на лопатках будет меньше при прочих равных условиях, так как увеличение давления от кориолисовых сил инерции и от обтекания лопаток происходит в разных направлениях. В результате этого удельная работа для центростремительной турбины будет больше, чем для центростремительного насоса при

тех же значениях относительной скорости на входе в решетку, угла атаки, угловой скорости и т. д.

Для центробежной лопаточной машины картина будет иной (см. рис. 2.32). Ввиду того что направления кориолисовых сил инерции для насоса и турбины будут обратными, эпюры  $p_{к,н}$  и  $p_{к,т}$  будут различаться. Для насоса повышение давления от кориолисовых сил инерции направлено от выпуклой к вогнутой стороне лопатки, т. е. так же, как при обтекании лопаток (имеющих профиль и режим обтекания, изображенные на рис. 2.32) потоком в относительном движении. Следовательно, для центробежного насоса эти воздействия будут складываться, а для турбины — вычитаться.

Удельная работа центробежной лопаточной машины при прочих равных условиях для насоса будет больше, а для турбины меньше. Это следует и из формул (2.49), (2.50), так как в центробежных машинах  $u_2 > u_1$  и выражение во вторых скобках в формуле (2.49) положительно, а для центростремительных машин  $u_1 > u_2$  выражение во вторых скобках в формуле (2.50) также положительно.

Исходя из этого, можно сделать практический вывод о том, что, как правило, центробежные турбины и центростремительные насосы применять нецелесообразно. Однако при небольшой радиальной протяженности лопаток (малая разница между  $u_1$  и  $u_2$ ) влияние кориолисовой силы инерции невелико и в этом случае может оказаться целесообразным применение центробежных турбин и центростремительных насосов. При существенной разнице в размерах входа и выхода радиальной лопаточной машины влияние члена  $u_2^2 - u_1^2$  в формуле (2.49) может быть определяющим.

Остановимся подробнее на соотношении между работами от циркуляционных сил, вызываемых циркуляцией относительных скоростей, и от кориолисовых сил инерции в центробежных насосах и центростремительных турбинах, являющихся наиболее распространенными типами радиальных машин, используемых в ЖРД.

Рассмотрим сначала центробежный насос. Удельную работу, передаваемую циркуляционными силами, обозначим  $H_{ц}$ , а удельную работу, передаваемую кориолисовыми силами инерции, —  $H_{к}$ . Тогда уравнение (2.49) примет вид  $H_{т} = H_{ц} + H_{к}$ , где  $H_{ц} = \omega_{2u} u_2 - \omega_{1u} u_1$ ;  $H_{к} = u_2^2 - u_1^2$ .

Отношения  $H_{ц}$  к  $H_{т}$  и  $H_{к}$  к  $H_{т}$  характеризуют доли энергии, передаваемые жидкости соответственно посредством циркуляционных и кориолисовых сил:

$$h_{ц} = (\omega_{2u} u_2 - \omega_{1u} u_1) / (\omega_{2u} u_2 - \omega_{1u} u_1 + u_2^2 - u_1^2); \quad (2.53)$$

$$h_{к} = (u_2^2 - u_1^2) / (\omega_{2u} u_2 - \omega_{1u} u_1 + u_2^2 - u_1^2). \quad (2.54)$$

Из треугольников скоростей на входе в колесо и на выходе из него (см. рис. 2.25) следует, что

$$\begin{aligned} \omega_{1u} &= u_1 - c_{1u}; & \omega_{2u} &= u_2 - c_{2u}; \\ c_{2u} &= u_2 - c_{2m} \operatorname{ctg} \beta_{2п}, \end{aligned} \quad (2.55)$$

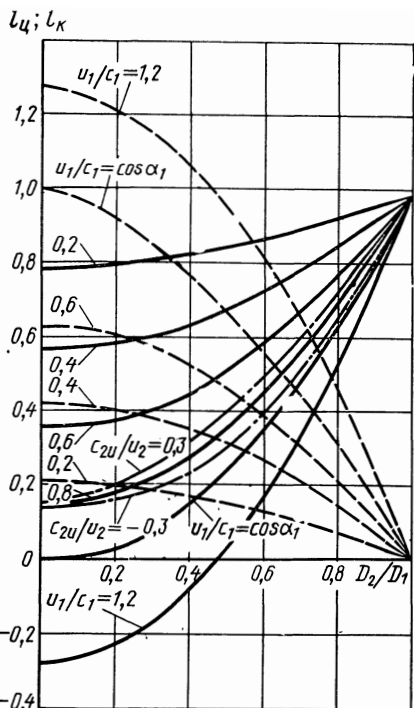
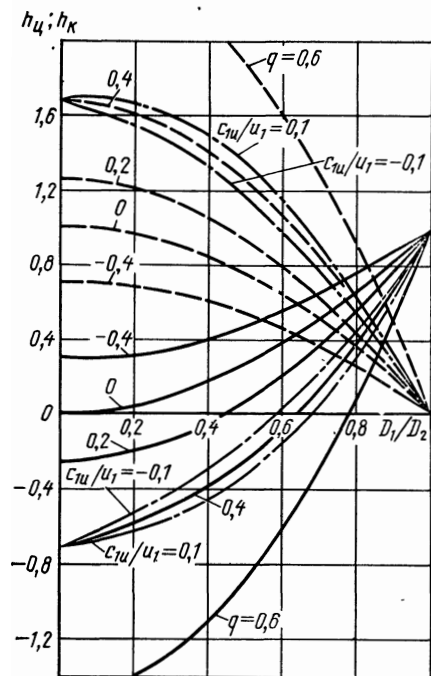


Рис. 2.34. Зависимости долей энергии, передаваемой жидкости кориолисовыми силами  $h_K$  и циркуляционными силами  $h_{Ц}$  от  $D_1/D_2$  и  $q$  и  $c_{1u}/u_1$  для центробежного насоса:

—, — — — — соответственно  $h_{Ц}$  и  $h_K$  при  $c_{1u}/u_1 = 0$ ; - . . . - -  $h_{Ц}$  и  $h_K$  при  $c_{1u}/u_1 \neq 0$

Рис. 2.35. Зависимость долей энергии, передаваемой жидкости кориолисовыми силами  $l_K$  и циркуляционными силами  $l_{Ц}$  от  $D_2/D_1$  для центробежной турбины ( $\alpha_1 = 20^\circ$ ):

—, — — — — соответственно  $l_{Ц}$ ,  $l_K$  при  $c_{2u}/u_2 = 0$ ; - . . . - -  $l_{Ц}$  при  $c_{2u}/u_2 \neq 0$

где  $\beta_{2л}$  — угол лопаток на выходе из колеса (принято  $\beta_2 = \beta_{2л}$ ).

Преобразовав выражения (2.53) и (2.54) с помощью соотношений (2.55), можно получить

$$h_{ц} = 1 - \left[ 1 - \left( \frac{D_1}{D_2} \right)^2 \right] / \left[ 1 - q - \frac{c_{1u}}{u_1} \left( \frac{D_1}{D_2} \right)^2 \right]; \quad (2.56)$$

$$h_K = \left[ 1 - \left( \frac{D_1}{D_2} \right)^2 \right] / \left[ 1 - q - \frac{c_{1u}}{u_1} \left( \frac{D_1}{D_2} \right)^2 \right]. \quad (2.57)$$

В формулах (2.56) и (2.57) буквой  $q$  обозначен комплекс  $c_{2m}/u_2 \operatorname{ctg} \beta_{2л}$ , называемый расходным параметром. Значения  $h_{ц}$  и  $h_K$  определяются отношением диаметров входа в колесо и выхода из него  $D_1/D_2$ , расходным параметром  $q$  и относительной закруткой потока на входе  $c_{1u}/u_1$ .

Зависимость  $h_{ц}$  и  $h_K$  от этих параметров показана на рис. 2.34. Отношение  $D_1/D_2 = 1$  соответствует осевому насосу, удельная работа которого  $H_T$  создается только циркуляционными силами:  $h_{ц} =$

$= 1$ ;  $h_k = 0$ . С уменьшением  $D_1/D_2$  и увеличением  $q$  и  $c_{1u}/u_1$  уменьшается  $h_{ц}$ , а  $h_k$  возрастает.

Для насосов с отношением  $D_1/D_2 < 0,55$  и  $q > 0$  (последнее соответствует колесам с углом  $\beta_{2x} < 90^\circ$ )  $h_{ц}$  становится отрицательным, а  $h_k$  больше единицы, т. е. в процессе обтекания лопаток жидкости не передается энергия, а, наоборот, энергия передается от жидкости к колесу. Энергию жидкости колесо передает только посредством уравнивания кориолисовых сил, компенсируя энергию, отбираемую от жидкости посредством циркуляционных сил. Для центробежных насосов при  $D_1/D_2 < 0,5$  геометрические параметры профиля лопатки и режимы обтекания (углы атаки) не оказывают заметного влияния на внешние показатели (напор, КПД).

В насосах с  $D_1/D_2 > 0,55$  может иметь место передача энергии жидкости при  $h_{ц} > 0$  и  $h_k > 0$ , т. е. удельная работа создается как кориолисовыми, так и циркуляционными силами. Для таких насосов профилирование лопаток колеса и обеспечение благоприятных углов атаки уже имеют существенное значение.

Рассмотрим центростремительную турбину. Обозначив удельную работу, передаваемую циркуляционными силами, через  $L_{ц}$ , а удельную работу, передаваемую кориолисовыми силами, через  $L_k$ , представим формулу (2.50) в виде

$$L_u = L_k + L_{ц}, \text{ где } L_{ц} = \omega_{1u}u_1 - \omega_{2u}u_2;$$

$$L_k = u_1^2 - u_2^2.$$

Тогда

$$l_{ц} = L_{ц}/L_u = (\omega_{1u}u_1 - \omega_{2u}u_2)/(\omega_{1u}u_1 - \omega_{2u}u_2 + u_1^2 - u_2^2); \quad (2.58)$$

$$l_k = L_k/L_u = (u_1^2 - u_2^2)/(\omega_{1u}u_1 - \omega_{2u}u_2 + u_1^2 - u_2^2). \quad (2.59)$$

Из треугольников скоростей (см. рис. 2.23) следует, что

$$\omega_{1u} = c_{1u} - u_1; \quad \omega_{2u} = c_{2u} - u_2; \quad c_{1u} = c_1 \cos \alpha_1. \quad (2.60)$$

Решая уравнения (2.58) и (2.59) совместно с уравнениями (2.60), получим

$$l_{ц} = 1 - \frac{1 - (D_2/D_1)^2}{\frac{\cos \alpha_1}{u_1/c_1} - \frac{c_{2u}}{u_2} \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^2}; \quad (2.61)$$

$$l_k = \frac{1 - (D_2/D_1)^2}{\frac{\cos \alpha_1}{u_1/c_1} - \frac{c_{2u}}{u_2} \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^2}. \quad (2.62)$$

Значения  $l_{ц}$  и  $l_k$  зависят от угла выхода потока из соплового аппарата  $\alpha_1$ , от отношения диаметров  $D_2/D_1$ , отношения скоростей  $u_1/c_1$  и относительной закрутки потока на выходе из колеса  $c_{2u}/u_2$  (рис. 2.35). С увеличением отношения  $u_1/c_1$  возрастает доля энергии, передаваемой жидкости кориолисовыми силами, и уменьшается доля энергии, передаваемой жидкости циркуляционными силами. При больших значениях  $u_1/c_1$  значение  $l_{ц}$  становится отрицательным, а  $l_k$  становится больше единицы. Однако на режимах, обычно соответствующих центростремительным турбинам ( $u_1/c_1 < 1$ ) энергия передается колесу как циркуляционными, так и кориолисовыми силами ( $l_{ц} > 0$ ;  $l_k > 0$ ). Поэтому для центростремительных турбин обычно важное значение имеют параметры профиля лопатки и обеспечение благоприятных углов атаки.

### 2.6.4. Осевые и радиальные силы, действующие на рабочее колесо

На колесо, помимо крутящего момента (момента сопротивления), со стороны жидкости могут действовать осевые и радиальные силы.

Для определения осевой силы применим теорему о количестве движения: равнодействующая внешних сил, приложенная к какому-либо контуру жидкости, равняется изменению количества движения массы жидкости, проходящей в единицу времени через этот контур.

Возьмем контуры, выделенные на рис. 2.36 пунктиром. Контур  $aa_1bb_1\delta\delta_1$  (см. рис. 2.36, а) охватывает рабочее колесо насоса; контур  $aa'b'b'$  (см. рис. 2.36, б) охватывает рабочее колесо турбины. В проекции на ось  $z$  получим

$$R_z = \int_{F_z} p dF_z + \dot{m}(c_{1z} - c_{2z}), \quad (2.63)$$

где  $R_z$  — осевая сила (положительное направление  $R_z$  совпадает с направлением  $c_{1z}$ );  $F_z$  — проекция контура на плоскость, перпендикулярную оси  $z$ ;  $c_{2z}$  — осевая составляющая скорости на выходе из колеса;  $c_{1z}$  — осевая составляющая скорости на входе в колесо;  $p$  — давление в полостях между дисками колеса и корпусом, переменное по радиусу (характер изменения давления  $p$  определим в разд. 5.5.1).

Распределение давлений и скоростей жидкости по выходной окружности колеса насоса, как правило, неравномерно. Это приводит к возникновению радиальной силы, действующей на колесо. При парциальном подводе газа к колесу турбины из-за нарушения

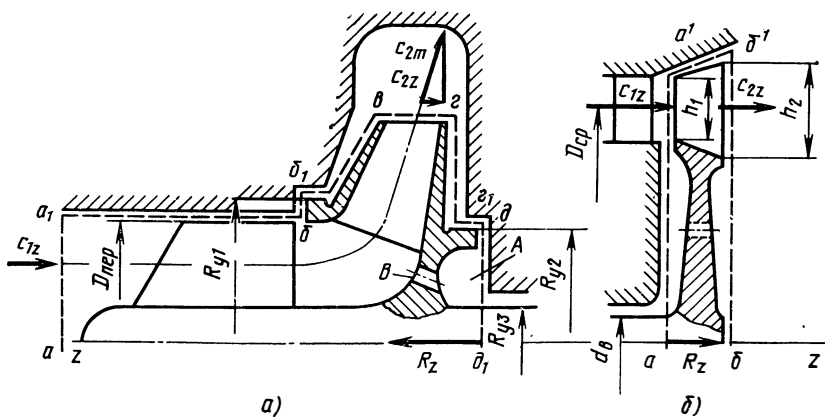


Рис. 2.36. Схема для определения осевых сил, действующих на колеса лопаточных машин:

а — шнекоцентробежный насос; б — осевая турбина

осевой симметрии течения на колесе также возникает радиальная сила. Подробнее способы определения осевых и радиальных сил будут рассмотрены в разд. 5.5.

## 2.7. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ, ВЫТЕКАЮЩИЕ ИЗ ЗАКОНА СОХРАНЕНИЯ ЭНЕРГИИ

Уравнения (2.49) и (2.50), основанные на законе о моменте количества движения, не раскрывают связи между параметрами жидкости при ее движении по каналам проточной части лопаточной машины. Такую связь можно установить из закона сохранения энергии.

Если пренебречь изменением энергии положения для движения жидкости в лопаточных машинах (ввиду небольших абсолютных размеров элементов машины), то уравнение сохранения энергии без подвода внешней механической энергии и внешней теплоты для струйки или осредненных параметров потока запишется в виде

$$i + c^2/2 = \text{const}, \quad (2.64)$$

где  $i$  — энтальпия.

Уравнение (2.64) справедливо и для течения с трением (гидравлическими потерями), так как работа трения переходит в теплоту и повышает энтальпию жидкости. Характер потерь в отдельных видах лопаточных машин будет рассмотрен далее (см. разд. 2.12). В случае применения уравнения (2.64) для процессов течения с трением необходимо определять энтальпию по действительному состоянию жидкости.

Для жидкости (газа), подчиняющейся уравнению состояния  $p/\rho = RT$ , энтальпия  $i = u + p/\rho$ , где  $u$  — внутренняя энергия жидкости (газа), и уравнение сохранения энергии имеет вид

$$u + p/\rho + c^2/2 = \text{const}. \quad (2.65)$$

Для несжимаемой жидкости при ее течении без трения значение внутренней энергии остается неизменным при переходе энергии из одного вида в другой ( $u = \text{const}$ ) и уравнение энергии (уравнение Бернулли) имеет вид

$$p/\rho + c^2/2 = \text{const}. \quad (2.66)$$

При рассмотрении течения несжимаемых жидкостей с трением обычно оперируют чисто механическими, а не тепловыми величинами. Даже при таком течении изменение температуры жидкостей мало, и в этом случае применяют уравнение энергии в виде

$$p_1/\rho + c_1^2/2 = p_2/\rho + c_2^2/2 + L_{\text{сопр}}. \quad (2.67)$$

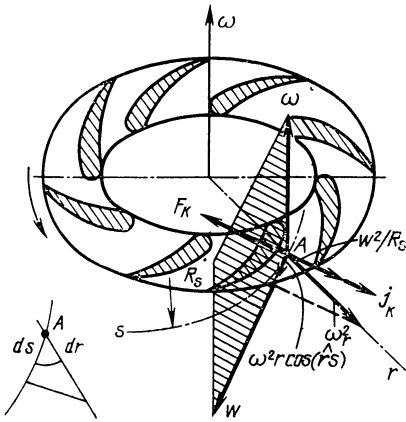
Здесь 1 и 2 — индексы контрольных сечений;  $L_{\text{сопр}}$  — работа сопротивления.

При отводе механической энергии уравнение сохранения энергии запишется в виде

$$i_1 + c_1^2/2 = i_2 + c_2^2/2 + L, \quad (2.68)$$



Рис. 2.37. Силы, действующие на частицу жидкости в канале колеса центробежной лопаточной машины



где  $L$  — отведенная удельная энергия (удельная работа) жидкости между сечениями 2 и 1. При подводе энергии в уравнении (2.68)  $L$  будем заменять на  $H_T$ .

Для несжимаемой жидкости уравнение (2.68) будет иметь вид

$$p_1/\rho + c_1^2/2 = p_2/\rho + c_2^2/2 + L + L_{\text{сопр}}. \quad (2.69)$$

Уравнения (2.68) и (2.69) справедливы для неподвижной системы координат, т. е. для абсолютного течения.

Рассмотрим, как преобразуются уравнения (2.68) и (2.69) для течения в колесе, т. е. для течения относительно равномерно вращающихся координат.

Для установившегося относительного движения жидкости уравнение движения в проекциях на направление перемещения частицы имеет вид

$$F_s - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{ds} = \frac{d}{ds} \left( \frac{\omega^2}{2} \right), \quad (2.70)$$

где  $ds$  — элемент линии тока (рис. 2.37);  $F_s$  — составляющая массовых сил в направлении перемещения частицы, отнесенная к единице массы.

При относительном движении к массовым силам относятся центробежные силы инерции — из-за вращения координат ( $\omega^2 r$ ) и из-за кривизны линии тока  $\omega^2/R_s$  — и кориолисова сила инерции  $F_K$  (влиянием силы тяжести и ускорения ракеты на течение в колесе пренебрегаем).

Составляющая центробежной силы от вращения координат (см. рис. 2.37) будет

$$\omega^2 r \cos(\widehat{r ds}) = \omega^2 r \frac{dr}{ds}.$$

Проекция центробежной силы  $\omega^2/R_s$ , возникающей из-за кривизны линии тока, и кориолисовой силы  $F_K$  на направление перемещения будут равны нулю, так как эти силы перпендикулярны заштрихованной на рис. 2.37 плоскости и направлению относительной скорости, т. е. направлению перемещения. Тогда

$$F_s = \omega^2 r \frac{dr}{ds}.$$

Подставляя значение  $F_s$  в уравнение (2.70), получим

$$\omega^2 r \frac{dr}{ds} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{ds} - \frac{d}{ds} \left( \frac{\omega^2}{2} \right) = 0. \quad (2.71)$$

Умножив уравнение (2.71) на  $ds$  и поменяв знаки, получим

$$-\omega^2 d\left(\frac{r^2}{2}\right) + \frac{1}{\rho} dp + d\left(\frac{\omega^2}{2}\right) = 0. \quad (2.72)$$

Интегрируя уравнение (2.72) для расчетных сечений 1—1 и 2—2, получим для сжимаемой жидкости

$$(\omega_1^2 - \omega_2^2)/2 + (u_2^2 - u_1^2)/2 = \int_1^2 \frac{dp}{\rho}, \quad (2.73)$$

а для несжимаемой жидкости

$$(\omega_1^2 - \omega_2^2)/2 + (u_2^2 - u_1^2)/2 = (p_2 - p_1)/\rho \quad (2.74)$$

$$\text{или } (\omega_2^2 - u_2^2)/2 + p_2/\rho = (\omega_1^2 - u_1^2)/2 + p_1/\rho. \quad (2.75)$$

В таком виде уравнение энергии (без учета потерь) можно применять для жидкости, протекающей во вращающемся колесе, т. е. для жидкости в поле инерционных сил вращательного движения.

С учетом гидравлических потерь уравнение (2.73) можно записать для сжимаемой жидкости в виде

$$\int_1^2 dp/\rho = (\omega_1^2 - \omega_2^2)/2 + (u_2^2 - u_1^2)/2 - L_{\text{сопр}}; \quad (2.76)$$

а для несжимаемой жидкости в виде

$$(p_2 - p_1)/\rho = (\omega_1^2 - \omega_2^2)/2 + (u_2^2 - u_1^2)/2 - L_{\text{сопр}}.$$

Для осевых лопаточных машин ( $u_1 = u_2$ ) уравнение (2.76) будет иметь вид

$$\int_1^2 dp/\rho = (\omega_1^2 - \omega_2^2)/2 - L_{\text{сопр}}. \quad (2.77)$$

Из треугольников скоростей, например для центробежного насоса (см. рис. 2.25), получим

$$\omega_1^2 = u_1^2 + c_1^2 - 2c_1u_1 \cos \alpha_1; \quad (2.78)$$

$$\omega_2^2 = u_2^2 + c_2^2 - 2c_2u_2 \cos \alpha_2. \quad (2.79)$$

Вычтя уравнение (2.78) из уравнения (2.79) и умножив все члены на 1/2, получим

$$(\omega_2^2 - \omega_1^2)/2 = (u_2^2 - u_1^2)/2 + (c_2^2 - c_1^2)/2 - (c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1).$$

Теоретический напор согласно уравнению Эйлера равен

$$H_T = c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1.$$

Сравнивая это выражение с предыдущим, получим выражение для  $H_T$  в преобразованном виде

$$H_T = (\omega_1^2 - \omega_2^2)/2 + (u_2^2 - u_1^2)/2 + (c_2^2 - c_1^2)/2. \quad (2.80)$$

Уравнение (2.80) записано для насоса (компрессора). Для центробежной турбины оно имеет вид

$$L_u = (\omega_2^2 - \omega_1^2)/2 + (u_1^2 - u_2^2)/2 + (c_1^2 - c_2^2)/2. \quad (2.81)$$

Выявим физический смысл каждого члена в уравнениях (2.80) и (2.81) и введем некоторые новые понятия на примере уравнения, написанного для радиальной компрессорной машины.

Приращение кинетической энергии жидкости в абсолютном движении составит динамический напор колеса

$$H_{\text{дин}} = (c_2^2 - c_1^2)/2. \quad (2.82)$$

Применим уравнение энергии относительного движения (2.76) к течению сжимаемой жидкости через колесо:

$$\int_1^2 dp/\rho = (\omega_1^2 - \omega_2^2)/2 + (u_2^2 - u_1^2)/2 - L_{\text{сопр}}.$$

Здесь  $\int_1^2 dp/\rho$  представляет собой приращение потенциальной энергии. Будем называть эту величину статическим напором колеса и обозначим его  $H_{\text{ст}}$ .

Для сжимаемой жидкости

$$H_{\text{ст}} = \int_1^2 dp/\rho = (\omega_1^2 - \omega_2^2)/2 + (u_2^2 - u_1^2)/2 - L_{\text{сопр}}; \quad (2.83)$$

для несжимаемой жидкости

$$H_{\text{ст}} = (p_2 - p_1)/\rho = (\omega_1^2 - \omega_2^2)/2 + (u_2^2 - u_1^2)/2 - L_{\text{сопр}}. \quad (2.84)$$

Отметим, что потери уменьшают только статический напор, не изменяя динамический.

Сравнивая выражения (2.80), (2.82) и (2.83), заключаем, что

$$H_{\text{т}} = H_{\text{дин}} + H_{\text{ст}} + L_{\text{сопр}}. \quad (2.85)$$

Разберем более подробно выражение (2.83) для статического напора. Член  $(\omega_1^2 - \omega_2^2)/2$  представляет собой изменение кинетической энергии жидкости в относительном движении и показывает, что повышение давления может быть достигнуто торможением потока в относительном движении.

Член  $(u_2^2 - u_1^2)/2$  представляет собой долю работы колеса, затраченную на перемещение жидкости от центра вращения к периферии в поле инерционных сил вращательного движения и связанную с повышением потенциальной энергии.

Для осевого насоса выражения (2.80) и (2.84) упрощаются:

$$H_{\text{т}} = (\omega_1^2 - \omega_2^2)/2 + (c_2^2 - c_1^2)/2; \quad (2.86)$$

$$H_{\text{ст}} = (\omega_1^2 - \omega_2^2)/2 - L_{\text{сопр}}. \quad (2.87)$$

Для центробежной турбины изменение статической работы (потенциальной энергии жидкости)  $L_{\text{ст}}$  при прохождении колеса

будет равняться изменению кинетической энергии в относительном движении; работе, отдаваемой колесу при перемещении жидкости с периферии (большие давления) к центру вращения (меньшие давления); и работе, затрачиваемой на преодоление сил сопротивления:

$$L_{ст} = (\omega_2^2 - \omega_1^2)/2 + (u_1^2 - u_2^2)/2 + L_{сопр}. \quad (2.88)$$

Для осевой турбины

$$L_{ст} = (\omega_2^2 - \omega_1^2)/2 + L_{сопр}. \quad (2.89)$$

Обозначим третье слагаемое правой части уравнения (2.81)

$$(c_1^2 - c_2^2)/2 = L_{дин},$$

тогда

$$L_u = L_{ст} + L_{дин} - L_{сопр}. \quad (2.90)$$

Уравнения (2.85) и (2.90) показывают, какой вид энергии жидкости изменяется при работе колеса лопаточной машины.

## 2.8. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ, ПОЛУЧАЕМЫЕ ПРИ ОДНОМЕРНОЙ СХЕМЕ ТЕЧЕНИЯ В КАНАЛАХ КОЛЕСА

Введем понятие кинематической степени реактивности колеса лопаточной машины. Кинематическая степень реактивности колеса определяет тип лопаточной машины и позволяет оценить ее основные свойства, не проводя детального расчета.

Кинематическую степень реактивности колеса  $\rho_k$  определим как отношение изменения потенциальной энергии  $\int_1^2 dp/\rho$  при  $L_{сопр} = 0$  к полному изменению энергии 1 кг жидкости, проходящей через колесо.

Для колеса насоса, работающего на несжимаемой жидкости, выражение для степени реактивности запишется в виде:

$$\rho_k = H_{ст}/H_T = \frac{(p_2 - p_1)/\rho}{(p_2 - p_1)/\rho + (c_2^2 - c_1^2)/2} = \frac{(\omega_1^2 - \omega_2^2)/2 + (u_2^2 - u_1^2)/2}{H_T}. \quad (2.91)$$

Для колеса турбины выражение для степени реактивности запишется в виде

$$\rho_k = \frac{L_{ст}}{L_u} = \frac{\int_1^2 dp/\rho}{\int_1^2 dp/\rho + (c_1^2 - c_2^2)/2} = \frac{(\omega_2^2 - \omega_1^2)/2 + (u_1^2 - u_2^2)/2}{L_u}. \quad (2.92)$$

Кинематическая степень реактивности является весьма характерным параметром лопаточной машины. Разберем связь работы колеса лопаточной машины и степени реактивности более подробно.

Положим, что для насоса и компрессора на входе  $c_{1u} = 0$ , т. е. что они имеют радиальный вход жидкости в колесо, а для турбины примем на выходе  $c_{2u} = 0$ , т. е. будем считать, что у нее радиальный

выход газа (минимальные потери с выходной скоростью). При этом напор (удельная работа) на окружности колеса будет выражаться одним членом в соответствующих уравнениях Эйлера (2.30) и (2.32):  $H_T = c_{2u}u_2$  для насоса и компрессора или  $L_u = c_{1u}u_1$  для турбины.

При изложении материала в этом разделе будем рассматривать идеальную лопаточную машину без потерь, т. е. будем полагать, что

$$H_T = H_{\text{дин}} + H_{\text{ст}}; \quad L_{\text{сопр}} = 0. \quad (2.93)$$

Угол атаки всюду в данном разделе будем принимать равным нулю. Кроме того, положим, что существует равенство меридиональных скоростей на входе и на выходе:  $c_{1m} = c_{2m} = c_m^*$  (что часто выдерживается на практике).

Выражение для кинематической степени реактивности колеса для насоса и компрессора при принятых допущениях можно представить в виде

$$\rho_K = H_{\text{ст}}/H_T = (H_T - H_{\text{дин}})/H_T,$$

где  $H_{\text{дин}} = (c_2^2 - c_1^2)/2$ .

Запишем  $c_2^2$  как сумму:

$$c_2^2 = c_{2u}^2 + c_{2m}^2.$$

Так как принято, что  $c_{1u} = 0$ , то  $c_1^2 = c_{1m}^2$ . С учетом этих соотношений получим

$$H_{\text{дин}} = c_{2u}^2/2. \quad (2.94)$$

Выражение для статического напора примет такой вид

$$H_{\text{ст}} = H_T - H_{\text{дин}} = c_{2u}u_2 - \frac{c_{2u}^2}{2} = c_{2u}(2u_2 - c_{2u})/2, \quad (2.95)$$

а выражение для степени реактивности

$$\rho_K = 1 - c_{2u}/(2u_2). \quad (2.96)$$

Можно получить выражения для статической работы и степени реактивности колеса турбины:

$$L_{\text{ст}} = c_{1u}(2u_1 - c_{1u})/2; \quad \rho_K = 1 - c_{1u}/2u_1. \quad (2.97)$$

При записи у окружных составляющих скорости индексы «1» и «2» будем опускать.

В соответствии с этим запишем

$$H_T = c_u u; \quad (2.98)$$

$$L_u = c_u u, \quad (2.99)$$

где  $u$  — окружная скорость на выходе из колеса для насоса или окружная скорость на входе в колесо для турбины. Для общности будем записывать  $u$  без соответствующих индексов.

Как и раньше, под  $H_T$  будем понимать энергию, переданную колесом массе жидкости в 1 кг, а под  $L_u$  — работу, переданную колесу массой жидкости, равной 1 кг.

Для насоса и турбины формулы для определения  $\rho_k$  одинаковы по структуре

$$\rho_k = 1 - c_u/(2u) = 1 - \bar{c}_u/2. \quad (2.100)$$

Отношение  $c_u/u = \bar{c}_u$  назовем относительной закруткой. Введем понятие коэффициента теоретического напора (для насоса) или коэффициента окружной работы (для турбины).

Для насоса коэффициент теоретического напора представляет собой отношение теоретического напора к квадрату окружной скорости:

$$\bar{H}_T = H_T/u^2. \quad (2.101)$$

Для турбины соответственно коэффициент окружной работы

$$\bar{L}_u = L_u/u^2. \quad (2.102)$$

Для насоса без закрутки на входе коэффициент теоретического напора равен относительной закрутке, см. формулу (2.30):

$$\bar{H}_T = c_u/u = \bar{c}_u. \quad (2.103)$$

Для турбины без закрутки на выходе коэффициент окружной работы, см. формулу (2.32), также равен относительной закрутке:

$$\bar{L}_u = c_u/u = \bar{c}_u. \quad (2.104)$$

Проанализируем формулу (2.100) для любой лопаточной машины.

При  $\rho_k = 0$ ;  $\bar{c}_u = c_u/u = 2$  ( $c_u = 2u$ );  $H_{ст} = L_{ст} = c_u(2u - c_u)/2 = 0$ ;  $H_T = L_u = 2u^2$ ;  $H_{дин} = L_{дин} = H_T = L_u = 2u^2$ .

Следовательно, для чисто активной лопаточной машины ( $\rho_k = 0$ ) передача энергии от колеса жидкости приводит только к изменению кинетической энергии рабочего тела.

Треугольники скоростей для этого случая на примере осевых машин показаны соответственно для насоса и турбины на рис. 2.38, а и 2.39, а. Относительные скорости на выходе из колеса и на входе в колесо равны между собой. Для насоса угол входа в колесо равен  $\beta_1 = \arctg c_m/u$ , а угол выхода из колеса равен  $\beta_2 = 180^\circ - \arctg c_m/u$  (для турбины, наоборот).

2. При  $\rho_k = 1/2$ ;  $c_u = c_u/u = 1$  ( $c_u = u$ );  $H_{ст} = L_{ст} = c_u^2/2 = u^2/2$ ;  $H_{дин} = L_{дин} = c_u^2/2 = u^2/2$ ;  $\bar{H}_T = \bar{L}_u = 1$ ;  $H_T = L_u = u^2$ .

Треугольники скоростей для насоса и турбины, соответствующие этому случаю, построены на рис. 2.38, б и 2.39, б. Векторы относительных скоростей на выходе из колеса насоса и на входе в колесо турбины имеют угол наклона (равный углу наклона лопаток)  $\beta_2 = 90^\circ$ . Угол наклона вектора относительных скоростей на входе в насос и на выходе из турбины  $\beta_1 = \arctg c_m/u$ . Профиль лопатки несимметричный.

3. При  $\rho_k = 1$ ;  $\bar{c}_u = c_u/u = 0$  ( $c_u = 0$ ), так как  $u \neq \infty$ ,  $H_{ст} = L_{ст} = 0$ ;  $H_{дин} = L_{дин} = 0$ ;  $H_T = L_u = 0$ .

Треугольники скоростей для насоса и турбины, соответствующие этому случаю, показаны на рис. 2.38, в и 2.39, в сплошными линиями.

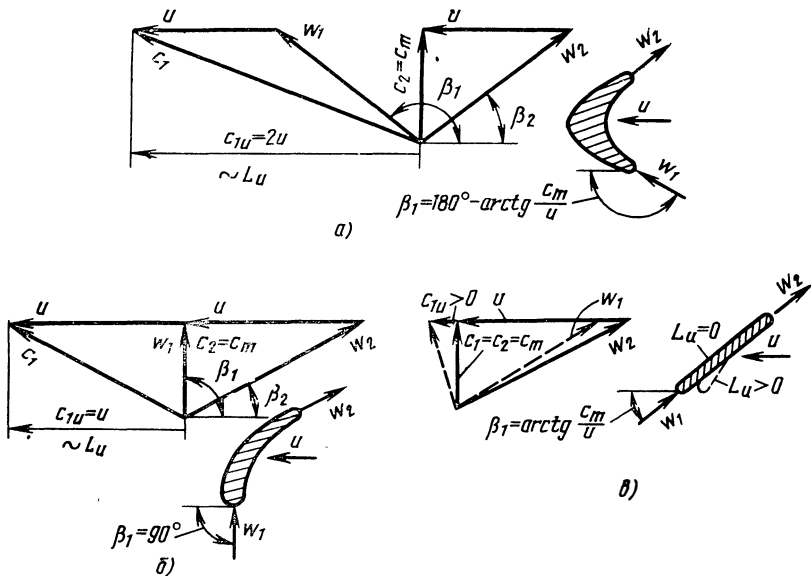


Рис. 2.38. Треугольники скоростей и профили лопаток осевого насоса:  
 а -  $c_{2u}/u = 2$ ,  $\rho_K = 0$ ; б -  $c_{2u}/u = 1$ ,  $\rho_K = 0,5$ ; в -  $c_{2u}/u = 0$ ,  $\rho_K = 1$

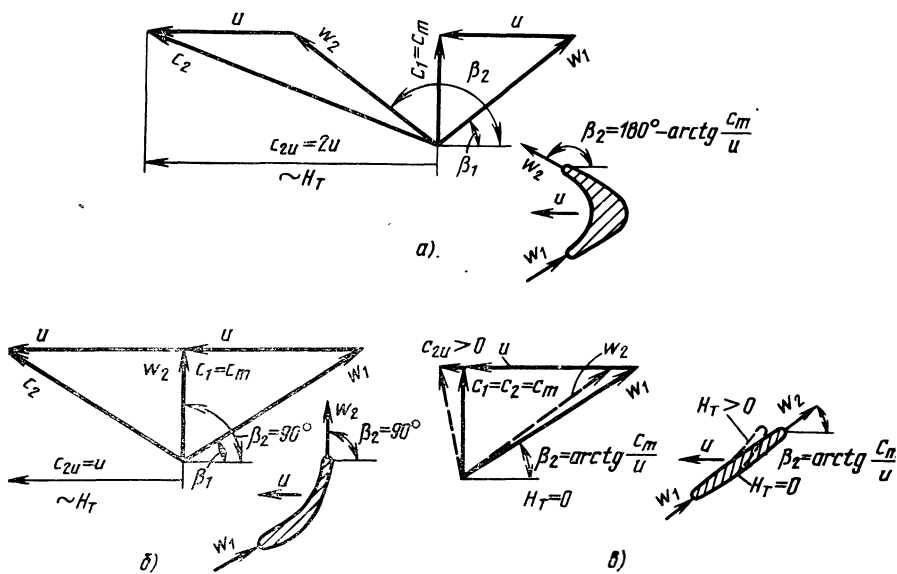


Рис. 2.39. Треугольники скоростей и профили лопаток осевой турбины:  
 а -  $c_{2u}/u = 2$ ,  $\rho_K^- = 0$ ; б -  $c_{2u}/u = 1$ ,  $\rho_K = 0,5$ ; в -  $c_{2u}/u = 0$ ,  $\rho_K = 1$

Рис. 2.40. Зависимость коэффициентов теоретического напора и окружной работы от относительной закрутки потока, степени реактивности и угла лопаток

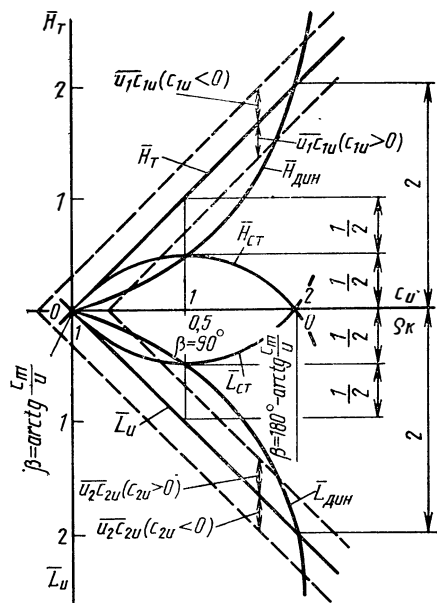
При прохождении через колесо поток не меняет своего направления и абсолютного значения скорости. Угол потока в относительном движении  $\beta = \arctg \frac{c_m}{u}$ .

Профиль лопатки имеет вид пластины. Профили в виде пластины применяются в насосах при положительном угле атаки (угол лопатки больше угла потока) и в турбинах при отрицательном угле атаки (угол лопаток меньше угла потока). В этом случае  $\rho_k$  будет меньше единицы. Профили, соответствующие степеням реактивности, близким к единице, широко применяются. На рис. 2.38, в и 2.39, в они показаны пунктиром; там же пунктиром нанесены выходной для насоса и входной для турбины треугольники скоростей, соответствующие режимам  $1 > \rho_k > 1/2$  ( $H_T > 0$ ,  $L_u > 0$ ).

Профили лопаток для насоса и для турбины одинаковы, но зеркально повернуты, т. к. направление вращения принято одинаковым. Один и тот же профиль в принципе может работать в режиме насоса и в режиме турбины, но при этом требуются различные направляющие аппараты и направление вращения относительно кривизны профиля будет различным (сравните рис. 2.38 и 2.39). Форма входных кромок тоже должна быть различной, но имеются специально сконструированные гидромашин, которые могут работать как на турбинных, так и на насосных режимах (так называемые обратимые агрегаты).

Если отложить по оси абсцисс значения относительной закрутки  $\bar{c}_u$ , по оси ординат отложить условно вверх значения относительных напоров  $\bar{H}$ , т. е. напоров, отнесенных к  $u^2$  (все величины, отнесенные к  $u^2$ , отмечены сверху чертой), а также коэффициент теоретического напора компрессорной лопаточной машины  $\bar{H}_T$ , а по оси ординат вниз — значения относительной работы  $\bar{L}$ , переданной колесу турбины, а также коэффициент окружной работы  $\bar{L}_u$ , то получим зависимости, приведенные на рис. 2.40.

Заметим еще раз, что  $\bar{H}_T$  для  $c_{1u} = 0$  и  $\bar{L}_u$  для  $c_{2u} = 0$  представляют собой не что иное, как относительную закрутку  $\bar{c}_u$ . По оси абсцисс отложим также степень реактивности и в соответствии





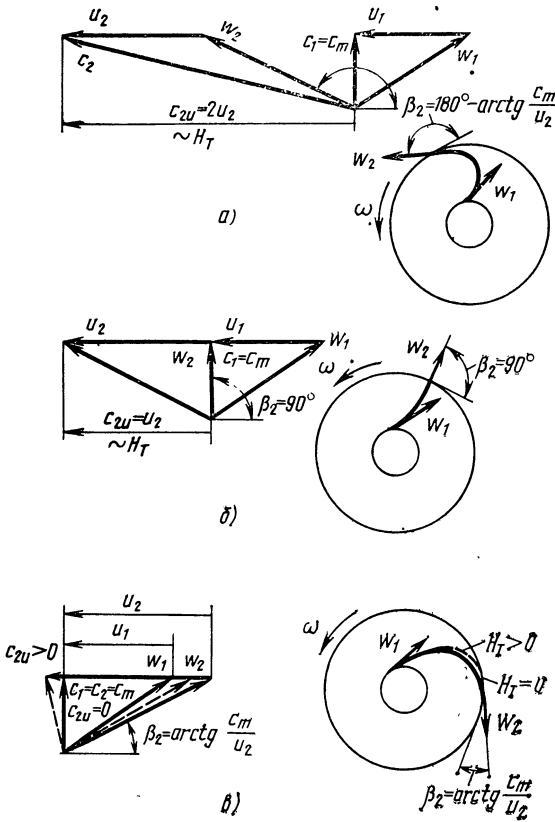


Рис. 2.41. Треугольники скоростей и профили лопаток центробежного насоса ( $c_{1u} = 0$ ):

а —  $c_{2u}/u_2 = 2$ ,  $\rho_K = 0$ ; б —  $c_{2u}/u_2 = 1$ ,  $\rho_K = 0,5$ ; в —  $c_{2u}/u_2 = 0$ ,  $\rho_K = 1$

с треугольниками скоростей, приведенными на рис. 2.38 и 2.39, углы лопаток: для насоса выходные, а для турбины входные.

Из рис. 2.40 ( $c_{1u}$  для насоса и  $c_{2u}$  для турбины равны нулю) следует:

1. Чем больше по абсолютному значению относительная закрутка, тем меньше степень реактивности.

2. Меньшим степеням реактивности и большим относительным закруткам соответствуют большие работы и большие коэффициенты теоретического напора и окружной работы.

3. Максимум статического напора имеет место при  $\rho_K = 0,5$  и угле лопаток  $90^\circ$  (для компрессорной машины на выходе, для турбины на входе).

При отрицательных степенях реактивности с увеличением угла  $\beta$  до значений, больших  $180^\circ - \arctg \frac{c_m}{u}$ , коэффициент теоретического напора (окружной работы) лопаточной машины будет увеличиваться, но при этом в каналах рабочего колеса компрессора (насоса) давление будет падать, а в каналах турбины — возрастать, что нежелательно.

5. При степенях реактивности больше единицы лопаточные машины не могут выполнять те функции, для которых они предназна-

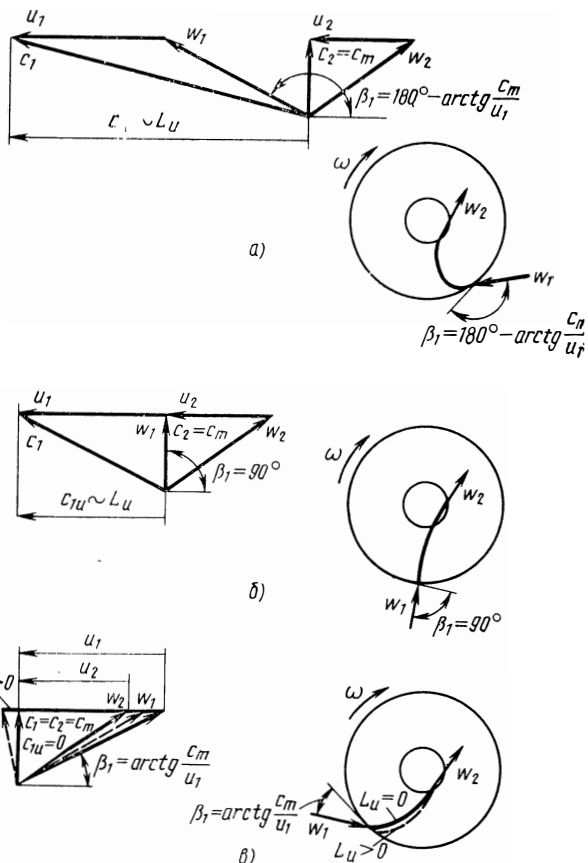


Рис. 2.42. Треугольники скоростей и профили лопаток центробежной турбины ( $c_{2u} = 0$ ):  
 а —  $c_{1u}/u_1 = 2$ ,  $\rho_K = 0$ ; б —  $c_{1u}/u_1 = 1$ ,  $\rho_K = 0,5$ ; в —  $c_{1u}/u_1 = 0$ ,  $\rho_K = 1$

чены: компрессор будет работать в режиме турбины, т. е. выдавать мощность за счет уменьшения энергии жидкости, а турбина будет работать в режиме компрессора, т. е. повышать энергию жидкости за счет внешней механической энергии.

Кривизна профиля лопаток увеличивается с уменьшением степени реактивности (см. рис. 2.38 и 2.39).

На рис. 2.41 и 2.42 приведены треугольники скоростей для колес радиальных лопаточных машин — соответственно для центробежного насоса и центробежной турбины — для разных степеней реактивности ( $\rho_K = 0; 0,5$  и  $1$ ). На этих же рисунках нанесены схематические изображения профилей лопаток радиальных лопаточных машин. По этим изображениям можно судить о профиле лопатки для любого значения степени реактивности.

Видно, что для насоса при  $\rho_K < 0,5$  лопатка отогнута по направлению вращения, а при  $\rho_K > 0,5$  — против направления вращения (для турбины — наоборот). Пунктиром на рисунках изображены схематические профили и треугольники скоростей для  $1 > \rho_K > 1/2$  ( $H_T > 0$ ).

Все сказанное справедливо при условии, что  $c_{1u} = 0$  для насоса и  $c_{2u} = 0$  для турбины. Если для насоса  $c_{1u} \neq 0$  и соответственно для турбины  $c_{2u} \neq 0$ , то соотношения напоров и степеней реактивности будут иными.

На рис. 2.40 пунктиром нанесены линии  $\bar{H}_T$  и  $\bar{L}_u$  для случаев закрутки против направления вращения и закрутки по направлению вращения (на входе для насоса и на выходе для турбины).

Закрутка против направления вращения ( $c_{1u} < 0$  для насоса и  $c_{2u} < 0$  для турбины) увеличивает энергию, переданную жидкости или отобранную у нее. Закрутка по направлению вращения уменьшает работу лопаточной машины (см. рис. 2.40). Линии, соответствующие коэффициентам теоретического напора (окружной работы), смещаются на величину  $\bar{u}_1 \bar{c}_{1u}$  или соответственно на величину  $\bar{u}_2 \bar{c}_{2u}$ . Здесь  $\bar{u}_1 = u_1/u_2$  и  $\bar{u}_2 = u_2/u_1$ . Путем «подкрутки» в сторону, обратную направлению вращения, можно получить напор от насоса при степени реактивности  $\rho_K = 1$  и даже при  $\rho_K > 1$ .

По значению относительной закрутки  $\bar{c}_u$  или связанной с ней степени реактивности, учитывая характер кривых, приведенных на рис. 2.40, можно выбрать тип лопаточной машины в зависимости от ее назначения и оценить ее свойства в наиболее общем виде.

Так, если требуется лопаточная машина с большим значением коэффициента окружной работы, с большой удельной работой (мощностью, приходящейся на единицу расхода рабочего тела) при ограниченном значении  $u_2$ , то следует применять лопаточную машину с большой относительной закруткой  $\bar{c}_u$ , т. е. активную лопаточную машину. Высокий КПД в такой машине получить трудно, так как скорости протекания рабочего тела в ней (при заданной окружной скорости) будут высокими.

И, наоборот, высокого значения КПД следует ожидать от машины с малой относительной закруткой, но работа ступени при этом будет невелика, поэтому такие машины чаще всего выполняют многоступенчатыми.

При рассмотрении кривых, приведенных на рис. 2.40, можно сделать и другие заключения. Если, например, на выходе из компрессора требуется только кинетическая энергия потока (например, у вентилятора), то целесообразно применять лопаточные машины малой реактивности. Если же на выходе требуется в основном потенциальная энергия (высокие давления и малые скорости), то следует предпочесть реактивные лопаточные машины (насосы для жидкости).

При выборе типа лопаточной машины исходят из большого числа конструктивных, экономических и эксплуатационных требований. Здесь были упомянуты лишь примеры общего подхода к выбору типа лопаточной машины, исходя из ее свойств, выраженных в общем виде. Часто решающую роль играют соображения прочности. Для радиальных машин по условиям прочности часто оказывается целесообразным применять колесо с радиальными лопатками (насосы для перекачки жидкого водорода, компрессоры наддува, центростре-

мительные турбины), в которых  $\beta_{1л}$  для турбины и  $\beta_{2л}$  для насосов равны  $90^\circ$ .

В дальнейшем, когда мы будем разбирать требования к насосам и турбинам ЖРД, остановимся более подробно на выборе их параметров, связанных с коэффициентом теоретического напора (окружной работы) или со степенью реактивности.

## 2.9. ТЕЧЕНИЕ В ПЛОСКИХ ЛОПАТОЧНЫХ РЕШЕТКАХ

### 2.9.1. Конфузорные и диффузорные прямые решетки

На рис. 2.43 изображены расчетное распределение давления и пограничные слои для турбинной конфузорной и насосной диффузорной решеток, составленных из «бесконечно тонких» профилей лопаток с одинаковыми относительным шагом и углом установки  $\chi$  при безударном обтекании.

В турбинной решетке на обеих сторонах почти по всему обводу происходит понижение давления. В насосной решетке почти по всей лопатке наблюдается повышение давления. Горизонтальные линии, пересекающие кривые изменения давления на спинке и корыте лопаток характеризуют перепад давлений, а вся заштрихованная эюра — окружную силу, действующую на лопатку. В турбинной решетке при понижении давления толщина пограничного слоя остается малой вдоль всей ширины лопатки и отрыва не возникает. В насосной решетке толщина пограничного слоя вследствие повышения давления по течению быстро возрастает и на обеих сторонах лопатки происходит отрыв пограничного слоя. Это приводит к сужению эффективного сечения межлопаточного канала и повышению потерь.

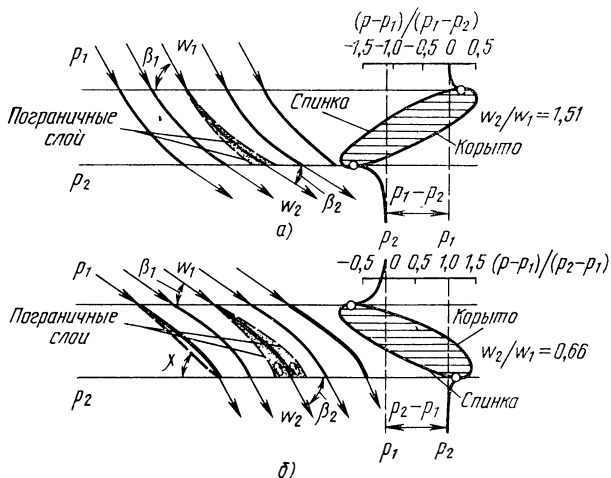


Рис. 2.43. Распределение давления и пограничный слой на лопатках турбинной при  $p_1 > p_2$  (а) и насосной при  $p_2 > p_1$  (б) решеток ( $\beta_{1л}$  для турбины и  $\beta_{2л}$  для насоса равны  $60^\circ$ ;  $\beta_{2л}$  для турбины и  $\beta_{1л}$  для насоса равны  $35^\circ$ )

## 2.9.2. Отклоняющие свойства лопаточных решеток

Направление потока на выходе из решетки, как правило, не совпадает с направлением, задаваемым выходной частью профиля.

Во всех решетках, прямых и круговых, как неподвижных, так и вращающихся, выходные части профиля не доворачивают поток, так как на выходе из решетки перепад давлений с обеих сторон лопатки равен нулю. В капельных жидкостях (и при дозвуковых скоростях в газах) на выходе из решетки не может существовать разное давление без опоры — лопатки, стенки и т. п. (течение газов со сверхзвуковыми скоростями на выходе из решеток имеет особый характер и будет рассмотрено в разд. 4). Выравнивание давлений идет на каком-то участке (рис. 2.44), где схематично изображены эпюры перепада давлений  $\Delta p$  на лопатке.

Поворот потока связан с кривизной профиля (или наличием угла атаки при входе) и осуществляется силами давления, обусловленными центробежными силами инерции. Поскольку силы давления с вогнутой стороны профиля на выходном участке снижаются и уже

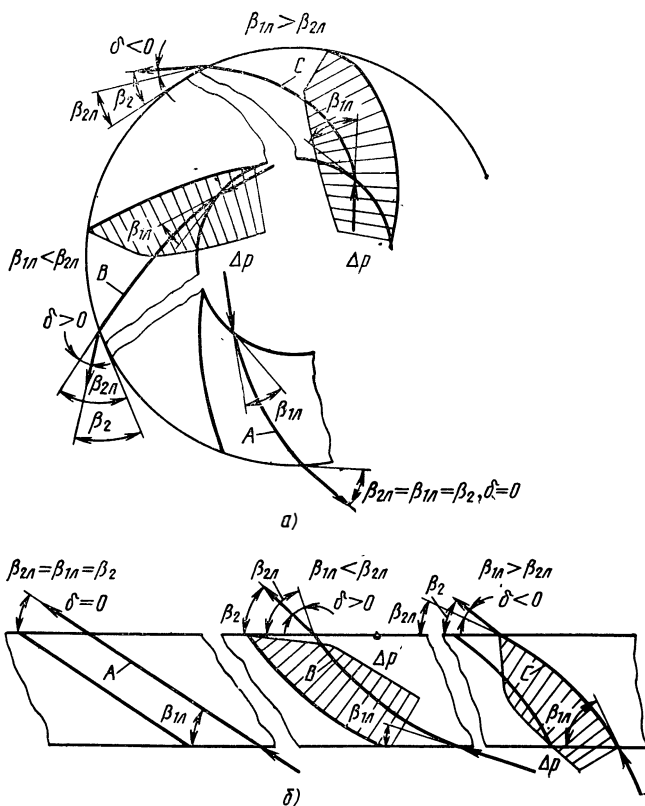


Рис. 2.44. Схема отклонения потока в неподвижных круговых (а) и прямых решетках (б)

не соответствуют кривизне профиля, это означает, что угол выхода потока будет меньше, чем выходной угол лопатки ( $\beta_2 < \beta_{2л}$ ) при увеличивающихся по направлению течения углах средней линии профиля  $B$  и соответственно больше ( $\beta_2 > \beta_{2л}$ ) при уменьшающихся углах средней линии профиля  $C$ . Таким образом, в обоих случаях направление потока не будет совпадать с направлением касательной к средней линии выходной части профиля (угол отставания  $\delta = \beta_{2л} - \beta_2 \neq 0$ , см. рис. 2.44). Чем больше число лопаток, больше густота решетки, тем это явление будет сказываться меньше. В пределе при бесконечно большом числе лопаток поток будет принимать направление, заданное лопаткой вплоть до самого выхода. Реальная решетка с конечной густотой ведет себя как решетка с меньшим изгибом профилей. Если  $\beta_{2л} = \beta_{1л}$  (плоская прямая решетка, имеющая профиль со средней линией  $A$ , составленной из отрезков прямых), то отставания потока не будет. По существу, отклонение направления потока от направления, задаваемого выходной частью лопаток, — это проявление инерции жидкости, стремление ее сохранить первоначальное направление.

Неодинаковая толщина пограничного слоя у вогнутой и выпуклой поверхностей лопатки также приводит к отклонению потока. Поток будет отклоняться в сторону поверхности с меньшей толщиной пограничного слоя. Например, поток на выходе из диффузорной решетки отклоняется в сторону вогнутой поверхности лопатки вследствие увеличения толщины пограничного слоя, его набухания и отрыва на спинке лопатки (см. рис. 2.43). В густых решетках это явление может оказывать большее влияние, чем недокрутка потока вследствие ограниченной густоты. Отрывные зоны приводят к увеличению относительной скорости  $w$ , в свою очередь, к отклонению  $c_{2u}$  от расчетного значения.

Отклонение действительного направления относительной скорости на выходе из решетки от расчетного может быть связано и с рядом других факторов, как это будет показано в дальнейшем: с отклонением потока в косом срезе турбинных решеток при сверхкритических перепадах, с внезапным изменением проходного сечения при прохождении потоком межлопаточного зазора и т. п.

При течении жидкости по каналам вращающейся круговой решетки перепад давлений по обоим сторонам лопатки определяется не только кривизной профиля, но и кориолисовыми силами инерции. Поэтому влияние выравнивания давления на выходе из такой решетки сильнее скажется на отклонении направления потока от направления, заданного выходными участками лопаток, чем при неподвижной круговой решетке. Выходные участки лопаток не будут сообщать жидкости кориолисова ускорения, поэтому будет снижаться теоретический напор. Для центробежного колеса выравнивание перепада давлений на выходном участке лопаток как бы снижает «эффективный» выходной диаметр, т. е. концы лопаток не дозакручивают поток.

Наиболее заметно отклонение направления потока от направления, заданного лопатками на выходе, в центробежных насосах и компрессорах, где выходная густота решеток мала. Все воздействия,

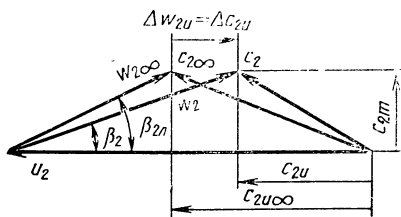


Рис. 2.45. Треугольники скорости на выходе из колеса, построенные с учетом и без учета влияния конечного числа лопаток

влияющие на отклонение потока, проявляются совместно, действительная скорость потока  $c_{2u}$  обычно получается меньше  $c_{2u\infty}$ . На

рис. 2.45 представлены два треугольника скоростей на выходе из центробежного колеса с бесконечно большим числом лопаток и с конечным числом.

Уменьшение  $c_{2u}$  объясняется тем, что угол выхода потока меньше выходного угла лопаток (влияние конечной густоты), а «эффективная» выходная окружная скорость  $u_2$  меньше окружной скорости  $u_2$ , соответствующей выходному диаметру  $D_2$ . Условно суммарное влияние конечного числа лопаток на треугольник скоростей на выходе из колеса изображают путем уменьшения угла выхода потока при постоянной  $u_2$ , см. рис. 2.45. Практически расчетно-экспериментальным путем определяется отношение  $c_{2u}/c_{2u\infty}$ .

Приращение энергии жидкости в результате воздействия на поток колеса лопаточной машины, соответствующее действительно отбираемой от колеса механической энергии, найдется из уравнения Эйлера, в которое должно быть подставлено действительное значение  $c_{2u}$ :

$$H_T = c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1. \quad (2.105)$$

Теоретический напор, соответствующий окружной составляющей скорости, рассчитанный при условии, что  $z = \infty$ , обозначим  $H_{T\infty}$ . Он определяется формулой

$$H_{T\infty} = c_{2u\infty}u_2 - c_{1u}u_1. \quad (2.106)$$

Эта величина представляет собой напор, который теоретически мог бы быть передан жидкости, если бы реализовалась схема с  $z = \infty$ . Для центробежных насосов отличие  $H_T$  от  $H_{T\infty}$  велико (в отдельных случаях оно составляет 30 ... 40 %).

Введем коэффициент, учитывающий различие в величинах  $H_T$  и  $H_{T\infty}$ :

$$k_z = H_T/H_{T\infty}. \quad (2.107)$$

На отношение  $H_T$  к  $H_{T\infty}$  сильнее всего влияет число лопаток. Поэтому коэффициент этот называется коэффициентом, учитывающим конечное число лопаток.

В турбинах число лопаток больше, чем в компрессорах и насосах, и течение конфузорно, поэтому в турбинах отклонение направления потока от направления, задаваемого лопатками, незначительно.

Отличие теоретического напора лопаточной машины от расчетного теоретического напора может иметь место также в результате того, что в расчетной схеме (в частности, при  $z = \infty$ ) рассматри-

ваются потоки с равномерным распределением скоростей, тогда как в действительности поток в межлопаточных каналах имеет неравномерное распределение скоростей.

## 2.10. УЧЕТ ТРЕХМЕРНОСТИ ПОТОКА ПРИ РАСЧЕТЕ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

### 2.10.1. Основные соотношения

Инерционные силы, возникающие в закрученных потоках, текущих в пространстве, ограниченном поверхностями вращения (стенками корпуса, обтекателями, кожухом и т. п.), уравновешиваются силами давления, следовательно, давление и другие параметры жидкости перед лопатками и за ними будут неравномерны.

Расчет трехмерного пространственного потока жидкости представляет большие трудности. Поэтому приходится прибегать к упрощающим представлениям. Например, считается целесообразным так проектировать ступень лопаточной машины, чтобы линии тока жидкости образовывали поверхности тока, близкие к соосным поверхностям вращения. При этом можно ожидать уменьшения потерь и, кроме того, упрощается расчет машины. Следовательно, рассчитывая параметры в граничных сечениях лопаточного венца (на входе и на выходе), принимают изменение параметров, характерное для состояния равновесия жидкости в направлении нормали к поверхности тока, т. е. налагают требование

$$c_n = 0.$$

Опыт показывает, что скорости  $c_n$  в направлении нормали  $n$  не превышают 8 % меридиональной скорости.

Работа колеса лопаточной машины определяется треугольниками скоростей на входе и на выходе. Треугольники скоростей для лопаточной машины будут полностью заданы для всех сечений по нормали  $n$  (для осевой машины — по радиусу), если будут заданы законы изменения по нормали окружных составляющих  $c_{1u}(n)$  и  $c_{2u}(n)$ , меридиональных составляющих  $c_{1m}(n)$  и  $c_{2m}(n)$  и окружной скорости  $u_n$ .

Условия равновесия по нормали, записанные для потока на входе в рабочее колесо и на выходе из него, являются двумя уравнениями, необходимыми для описания потока на входе в машину и на выходе из нее. Третьим уравнением будет закон изменения окружной скорости по радиусу

$$u = \omega r,$$

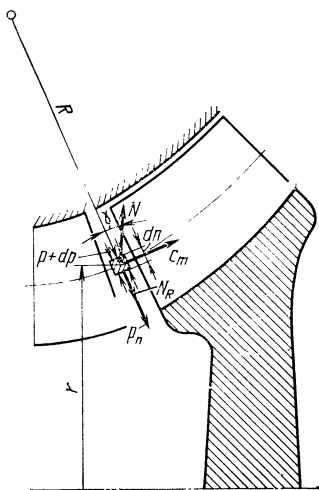
четвертым — уравнение расхода для входного и выходного сечений:

$$\dot{m} = 2\pi \int_n \rho_1 c_{1m} r_1 dn = 2\pi \int_n \rho_2 c_{2m} r_2 dn.$$

Необходимы еще дополнительные условия (в дальнейшем мы их рассмотрим), которые и определяют окончательно вид ступени лопаточ-



Рис. 2.46. Схема для вывода уравнения равновесия по нормали



ной машины. Практически изменение параметров жидкости по нормали учитывают при достаточно высоких лопатках:

$$D_{c_p}/h_{\text{л}} < 7,$$

где  $h_{\text{л}}$  — высота лопатки.

Остановимся на выводе уравнения равновесия по нормали. Рассмотрим равновесие элементарного объема жидкости в системе координат, соединенной с этим объемом. На элементарный объем жидкости в зазоре лопаточной машины (рис. 2.46), имеющей окружную составляющую  $c_u$  и меридиональную составляющую  $c_m$  абсолютной скорости, действуют центробежные силы инерции и раз-

ность давлений. Угловая скорость вращения системы координат равна  $c_u/r$ .

Выражение для центробежной силы инерции  $N$ , действующей на элементарный объем во вращающейся системе координат, имеет вид

$$N = \rho c_u^2 df dn / r,$$

где  $df$  — площадь элемента в плоскости, касательной к линии тока.

Из-за кривизны линии тока на частицу жидкости в зазоре будет действовать также центробежная сила, которая в системе координат, перемещающейся вместе с частицей, определяется выражением

$$N_R = \rho c_m^2 df dn / R.$$

Суммарная составляющая силы давления по нормали

$$p_n = (p + dp) df - p df = dp df.$$

Поскольку мы рассматривали элементарный объем, который не движется относительно системы координат, то кориолисова сила инерции равна нулю. В подвижной системе координат частица находится в равновесии и сумма проекций сил на направление нормали  $n$  равна нулю:

$$N \cos \gamma - N_R - p_n = 0.$$

В развернутом виде последнее выражение можно записать так:

$$\frac{\rho c_u^2 df dn \cos \gamma}{r} = dp df + \frac{\rho c_m^2 df dn}{R}.$$

Окончательно получим

$$dp/dn = \rho c_u^2 / r \cos \gamma - \rho c_m^2 / R. \quad (2.108)$$

Уравнение (2.108) называется уравнением равновесия по нормали.

Для осевых машин, полагая  $\gamma = 0$  и  $R = \infty$ , т. е. пренебрегая искривлением линий тока в меридиональной плоскости, которое может иметь место из-за изменения плотности газа вдоль линии тока, получим

$$dp/dr = \rho c_u^2 / r. \quad (2.109)$$

Из уравнения сохранения энергии для несжимаемой жидкости (2.69), если пренебречь теплоподводом и изменением энергии положения и считать потери во всех струях одинаковыми, следует, что

$$dp/dn = -\rho dL_i/dn - \rho d(c^2/2)/dn, \quad (2.110)$$

где  $L$  — удельная энергия, отведенная от газа в колесе до зазора;  $i$  — индекс, обозначающий сечение лопатки.

Сопоставляя выражения (2.108) и (2.110), получим

$$d(c^2)/dn + 2c_u^2/r \cos \gamma - 2c_m^2/R = -2 dL_i/dn. \quad (2.111)$$

При  $L_i = \text{const}$  или  $L_i = 0$

$$d(c^2)/dn + 2c_u^2/r \cos \gamma - 2c_m^2/R = 0. \quad (2.112)$$

Для осевых машин

$$d(c^2)/dr + 2c_u^2/r = 0. \quad (2.113)$$

Заменяя в выражении (2.112)  $c^2$  на  $c_u^2 + c_m^2$ , получим

$$d(c_m^2)/dn + d(c_u^2)/dn + 2c_u^2/r \cos \gamma - 2c_m^2/R = 0 \quad (2.114)$$

или при  $c_m = c_z$ , так как  $dn = dr$ ,

$$d(c_z^2)/dr + [r^2 d(c_u^2)/dr + 2c_u^2 r]/r^2 = 0.$$

Окончательно получим

$$\frac{d(c_z^2)}{dr} + \frac{1}{r^2} \frac{d[(c_u r)^2]}{dr} = 0. \quad (2.115)$$

Это уравнение устанавливает зависимость окружной и осевой составляющих скорости от текущего значения радиуса в зазорах осевой лопаточной машины при  $L_i(n) = \text{const}$  или  $L_i = 0$ .

При  $dL_i \neq 0$  уравнение (2.111) запишется в виде

$$\frac{d(c_z^2)}{dr} + \frac{1}{r^2} \frac{d[(c_u r)^2]}{dr} = -\frac{2dL_i}{dr}. \quad (2.116)$$

Учет изменения параметров по нормали к поверхности тока производится главным образом в осевых машинах, так как в них (в частности, в предкамерных турбинах ЖРД) лопатки относительно длинные:  $D_{\text{ср}}/h_{\text{л}} \leq 7$ . В диагональных машинах лопатки короче, кроме того, повышение давления, вызванное наличием закрутки, частично уравновешивается повышением давления из-за кривизны линий тока в меридиональном сечении (см. рис. 2.46).

Для чисто радиальной машины  $R = \infty$ ,  $\gamma = 90^\circ$  (направление нормали параллельно входной кромке колеса), поэтому уравнения (2.111) и (2.110) примут вид

$$d(c^2)/dn = -2 dL_i/dn; \quad (2.117)$$

$$dp/dn = 0. \quad (2.118)$$

Следовательно, давления на входе в колесо радиальной машины и на выходе из него при принятых допущениях будут постоянны по ширине лопатки.

Рассмотрим основные приемы радиального профилирования осевых машин.

## 2.10.2. Профилирование лопаток осевых насосов по радиусу

### 2.10.2.1. Ступень с постоянной циркуляцией

Ступень осевого насоса можно представить как сочетание элементарных ступеней, расположенных на различных радиусах. Условия работы этих элементарных ступеней существенно различны.

Условия радиального равновесия, которые целесообразно выдерживать на входе в рабочую решетку (сечение 1—1, см. рис. 2.47) и на выходе из нее (сечение 2—2), чтобы избежать потерь, связанных с радиальным перетеканием, выражаются двумя уравнениями, определяющими кинематику потока в ступени. В соответствии с формулами (2.115) и (2.116) эти уравнения для осевого насоса примут вид:

$$\frac{d(c_{1z}^2)}{dr} + \frac{1}{r} \frac{d(c_{1u}r)^2}{dr} = 0; \quad (2.119)$$

$$\frac{d(c_{2z}^2)}{dr} + \frac{1}{r^2} \frac{d[(c_{2u}r)^2]}{dr} = \frac{2dH_{Ti}}{dr}. \quad (2.120)$$

Индексом  $i$  обозначены параметры, соответствующие  $i$ -му радиусу.

Закон изменения окружной скорости по радиусу  $u = \omega r$  является третьим уравнением. Четвертым является уравнение постоянства

$$\dot{V} = 2\pi \int_{r_{1вТ}}^{r_{1н}} c_{1z} r dr = 2\pi \int_{r_{2вТ}}^{r_{2н}} c_{2z} r dr.$$

Дополнительные условия окончательно определяют вид ступени. Рассмотрим конкретные законы профилирования решеток ступени осевых насосов.

Полагая, что на входе в колесо и на выходе из него имеет место потенциальное (безвихревое) течение, получим

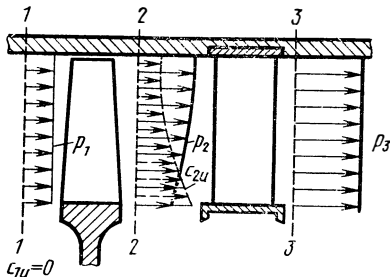
$$\Gamma = c_u r = \text{const}, \quad (2.121)$$

следовательно,  $c_{1u}r = \text{const}$  и  $c_{2u}r = \text{const}$ .

Наличие потенциального течения на входе в колесо и на выходе из него означает, что подвод энергии по радиусу постоянен, т. е.

$$H_{Ti}(r) = \omega(c_{2u}r - c_{1u}r) = \text{const}. \quad (2.122)$$

Из уравнений радиального равновесия (2.119) и (2.120) следует, что при  $c_{1u}r = \text{const}$  имеем  $c_{1z}(r) = \text{const}$  и при  $c_{2u}r = \text{const}$  имеем  $c_{2z}(r) = \text{const}$ , так как  $H_{Ti}(r) = \text{const}$ .



Таким образом, в идеальном случае ступень осевого насоса с постоянством циркуляции характеризуется равномерностью осевых скоростей. При отсутствии за-

Рис. 2.47. Графики изменения давления и окружной составляющей скорости потока по радиусу в ступени насоса с постоянной циркуляцией ( $c_{2u}r = \text{const}$ )

крутки на входе ( $c_{1u} = 0$ ), см. уравнение (2.109), входное давление по радиусу будет равномерным.

На рис. 2.47 показано изменение давления и окружной составляющей скорости жидкости по радиусу для ступени с постоянной циркуляцией и осевым входом. В выходном сечении рабочего колеса давление при увеличении радиуса в соответствии с уравнением (2.109) возрастает. Интегрирование уравнения (2.109) дает

$$\frac{p_2(r) - p_{2cp}}{\rho} = \frac{c_{2u}^2}{2} \left( 1 - \frac{r_{cp}^2}{r^2} \right). \quad (2.123)$$

Степень реактивности ступени с постоянной циркуляцией будет переменной по радиусу. В общем случае при  $c_{1u} \neq 0$  выражение для степени реактивности будет иметь вид [его можно вывести аналогично формуле (2.96)]

$$\rho_k = 1 - (c_{1u} + c_{2u})/(2u). \quad (2.124)$$

Умножая числитель и знаменатель второго члена правой части формулы (2.124) на  $r$ , получим

$$\rho_k = 1 - (rc_{1u} + rc_{2u})/(2\omega r^2).$$

Следовательно (для этой ступени  $rc_{1u}$  и  $rc_{2u}$  по условию постоянны), получим

$$\rho_k = 1 - \text{const}/r^2, \quad (2.125)$$

т. е. чем больше радиус, тем больше степень реактивности.

Коэффициент теоретического напора  $H_{Ti}$  (теоретический напор, отнесенный к квадрату текущей окружной скорости) также меняется вдоль радиуса. Для данной ступени  $H_{Ti}(r) = \text{const}$ , следовательно

$$\overline{H}_{Ti} = \text{const}/r^2, \quad (2.126)$$

т. е. коэффициент теоретического напора меняется обратно пропорционально квадрату радиуса.

Треугольники скоростей для разных сечений получаются различными (рис. 2.48). Параметры в среднем сечении помечены индексом «ср», в периферийном сечении — «п», во втулочном — «вт».

Изменение угла потока  $\beta_1$  можно установить из треугольников скоростей:

$$\text{tg } \beta_1 = c_{1z}/u = c_{1z}/(\omega r).$$

При  $c_{1z}(r) = \text{const}$  ( $c_{1u} = 0$ )  $\text{tg } \beta_1 = \text{const}/r$  или

$$r \text{tg } \beta_1 = \text{const}. \quad (2.127)$$

При нулевом угле атаки  $r \text{tg } \beta_{1,\tau} = \text{const}$ . Это соотношение означает, что входная кромка лопаток ступени должна быть закручена по винтовой поверхности (как известно, уравнение винтовой поверхности  $r \text{tg } \beta_{\tau} = \text{const}$ ). Но вся поверхность лопатки ступени, выполненной по закону  $c_u r = \text{const}$ , не совпадает с винтовой поверх-

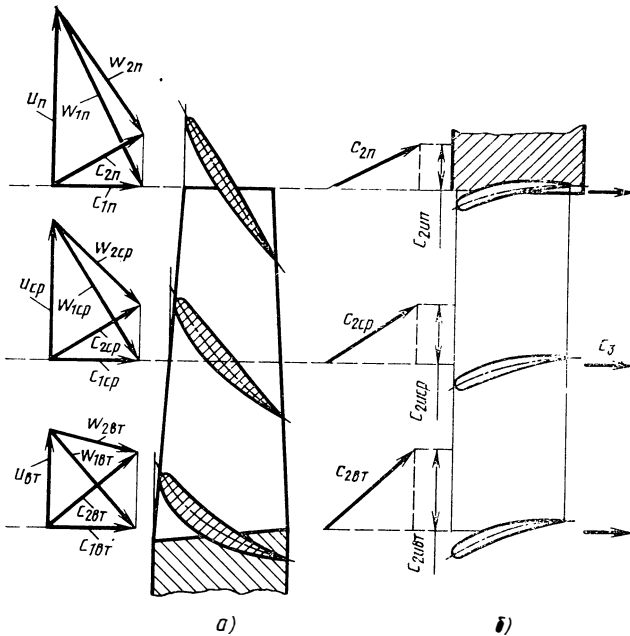


Рис. 2.48. Треугольники скоростей и сечения лопаток на различных радиусах осевого насоса ( $c_u r = \text{const}$ ):  
 а — рабочее колесо; б — выходной направляющий аппарат

ностью. Найдем зависимость выходного угла лопатки от радиуса (пренебрегая отклонением потока от направления лопатки):

$$\operatorname{tg} \beta_{2л} = \frac{c_{2z}}{u - c_{2u}} = \frac{c_{2z}}{u - c_{2u} c_p r_{cp} / r}.$$

После элементарных преобразований, полагая  $c_{2z} = c_{2z} c_p = \text{const}$ , получим  $\operatorname{tg} \beta_{2л} = \frac{r \text{const}}{r^2 \text{const}' - \text{const}''}$ .

Чем меньше радиус, тем больше  $\beta_{2л}$ , т. е. тем больше изогнут профиль лопатки (см. рис. 2.48) и тем больше угол установки лопатки.

Если спрямляющий аппарат, стоящий за колесом, полностью отклоняет поток в осевом направлении, то давление за ним будет равномерным (см.  $p_3$  на рис. 2.47).

Основное преимущество ступени с постоянной циркуляцией заключается в малых гидравлических потерях, т. е. в высоком КПД, и в постоянстве напора по радиусу. Высокий КПД и постоянство напора по радиусу позволяют использовать такие ступени в качестве напорных ступеней многоступенчатых осевых насосов, например при работе на водороде. Такие насосы по условиям прочности должны быть выполнены с короткими лопатками. При этом  $\bar{d}_{вт} = d_{вт} / D_{cp} = 0,5 \dots 0,7$ .

Недостатком ступеней с постоянной циркуляцией является то, что при заданной окружной скорости напор в ступени невелик, так как низки коэффициенты теоретического напора периферийных сечений.

При длинных лопатках резкое изменение углов их установки и степени реактивности по радиусу также является недостатком рассматриваемых ступеней. В корневых сечениях степень реактивности может принимать отрицательные значения, что приводит к снижению КПД.

### 2.10.2.2. Ступень с постоянным коэффициентом теоретического напора по радиусу и другие виды ступеней осевых насосов

Для постоянства коэффициента теоретического напора при  $c_{1u} = 0$  закрутка на выходе должна быть пропорциональна радиусу:

$$\bar{H}_{Ti} = \text{const} = c_{2u}/u \quad (2.128)$$

$$\text{или } c_{2u}/r = \text{const}.$$

В этом случае жидкость на выходе из колеса вращается вокруг оси колеса по закону распределения окружных составляющих скорости, как у вращающегося твердого тела. Ступень с постоянным коэффициентом теоретического напора называется также ступенью с изменением закрутки по радиусу по закону твердого тела, или по закону вынужденного вихря. При этом напор элементарной ступени возрастает пропорционально квадрату радиуса:

$$H_{Ti} = \text{const } r^2 \quad (2.129)$$

или  $H_{Ti} = \text{const } u^2$ .

Давление возрастает по направлению к периферии. Интегрирование уравнения (2.109) дает зависимость

$$[p_2(r) - p_{2cp}]/\rho = c_{2u}^2/r_{cp}^2 (r^2/r_{cp}^2 - 1)/2. \quad (2.130)$$

Сравнение формул (2.123) и (2.130) позволяет сделать вывод о различном характере изменения давления для двух законов радиального профилирования: —  $c_{2u}r = \text{const}$  и  $c_{2u}/r = \text{const}$ .

Положив  $r \rightarrow \infty$ , получим, что давление при законе  $c_{2u}r = \text{const}$  (см. рис. 2.47) стремится к конечному значению, а при законе  $c_{2u}/r = \text{const}$  — к бесконечности. При  $c_{1u} = 0$  и  $c_{1z}(r) = \text{const}$  профилирование входной кромки рабочей лопатки осевого насоса не зависит от вида ступени и должно выполняться по винтовой поверхности согласно уравнению  $r \text{tg } \beta_{1л} = \text{const}$ , так как входные треугольники скоростей (см. рис. 2.48) при этом одинаковы для всех видов ступеней.

Изменение установки угла лопатки по радиусу при профилировании по закону  $c_{2u}/r = \text{const}$  меньше, чем при профилировании по закону  $c_{2u}r = \text{const}$ .

При профилировании лопаток по закону  $\bar{H}_{Ti} = \text{const}$  ( $c_{2u}/r = \text{const}$ ) кинематическая степень реактивности будет постоянной по радиусу:

$$\rho_k = 1 - c_{2u}/2u = 1 - r\text{const}/2\omega r = \text{const}. \quad (2.131)$$

Можно применять и другие виды осевых ступеней с законом профилирования, отличным от  $c_{2u}/r = \text{const}$  или  $c_{2u}r = \text{const}$ . В общем случае закон профилирования можно записать в виде

$$c_{2u}r^m = \text{const}, \quad (2.132)$$

где  $m$  меняется от  $+1$  до  $-1$ . Очевидно, что закону  $c_{2u}r = \text{const}$  соответствует  $m = 1$ , а закону  $c_{2u}/r = \text{const}$  соответствует  $m = -1$ .

Ступени, профилированные по закону  $c_{2u} = \text{const}$  ( $m = 0$ ), называются полувихревыми. Очевидно, что теоретический напор в них меняется пропорционально радиусу:

$$H_{Ti} = c_{2u}u = \text{const}. \quad (2.133)$$

Коэффициент теоретического напора  $\bar{H}_T$  для такой ступени будет уменьшаться с увеличением радиуса:

$$\bar{H}_{Ti} = \text{const}/r. \quad (2.134)$$

В насосах ЖРД с целью улучшения их кавитационных качеств широкое распространение получило осевое колесо с лопатками, выполненными по винтовой поверхности. Такое колесо называется шнековым. Обычно оно устанавливается перед центробежным колесом.

### 2.10.2.3. Шнековое осевое колесо

На рис. 2.49 приведены основные обозначения для решетки шнекового колеса постоянного шага. Шаг шнека, т. е. осевое смещение винтовой линии на длине полной окружности, обозначен  $s$ . Угол лопатки и шаг связаны соотношением  $\text{tg } \beta_{\text{л}} = s/\pi D$ . Хорда лопатки обозначена  $b_{\text{л}}$ , а расстояние между соответствующими точками по окружности — шаг решетки —  $t_{\text{ср}}$ . Значение  $t_{\text{ср}}$  определяется формулой

$$t_{\text{ср}} = \pi D_{\text{ср}}/z, \quad (2.135)$$

где  $z$  — число лопаток.

Обычно применяют двух- или трехзаходные шнеки (две или три лопатки).

На рис. 2.49 изображена развертка цилиндрического сечения колеса двухзаходного шнека, т. е. шнекового колеса с двумя лопатками. Ширина межлопаточного канала обозначена  $a$ :

$$a = (t - \sigma) \sin \beta_{\text{л}}, \quad (2.136)$$

где  $\sigma = \delta/\sin \beta_{\text{л}}$  — толщина лопатки в плоскости вращения;  $\delta$  — нормальная толщина лопатки.

Развертка цилиндрического сечения шнека постоянного шага является решеткой прямых пластин. Поэтому отклонение потока такой решеткой (см. разд. 2.8) будет наблюдаться только при положительных углах атаки ( $\beta_{\text{л}} > \beta_1$ ). Чем больше угол атаки, тем больше напор шнека.

Если угол лопаток увеличивается от входа к выходу (в данном цилиндрическом сечении), то колесо будем называть шнеком переменного шага ( $s_2 > s_1$ ). Поверхность лопатки такого шнека винтовая переменного шага. Развертка цилиндрического сечения шнека переменного шага представлена на рис. 2.50.

Даже при отсутствии закрутки потока на входе в шнек (наиболее типичный случай при использовании шнека в качестве преднасоса ЖРД) угол атаки меняется по радиусу. Покажем это:

$$\text{tg } i = \text{tg} (\beta_{\text{л}} - \beta_1) = (\text{tg } \beta_{\text{л}} - \text{tg } \beta_1)/(1 + \text{tg } \beta_1 \text{tg } \beta_{\text{л}}) \quad (2.137)$$

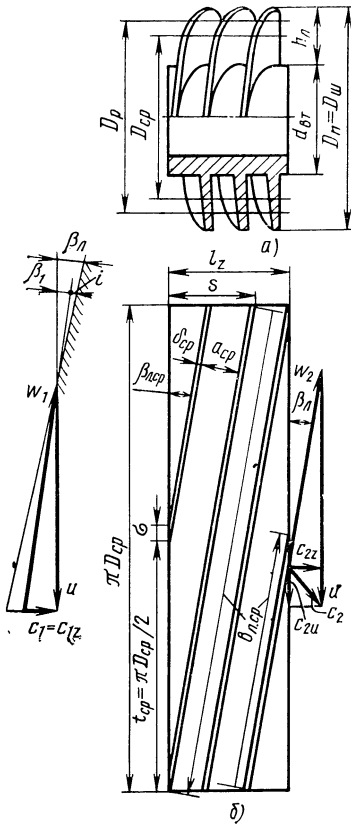


Рис. 2.49. Решетка прямых пластин:  
 а — внешний вид; б — разрез и треуголь-  
 ники скорости шнека постоянного шага

или  $\operatorname{tg} i = \frac{s/(2\pi r) - c_{1z}/\omega r}{1 + sc_{1z}/(2\pi\omega r^2)}$ ,  
 так как

$$\operatorname{tg} \beta_n = s/(2\pi r); \quad \operatorname{tg} \beta_1 = c_{1z}/u = c_{1z}/(\omega r).$$

Чем меньше  $r$ , тем больше положительный угол атаки. При  $c_{1z}(r) = \text{const}$  постоянным по радиусу является отношение

$$\operatorname{tg} \beta_1/\operatorname{tg} \beta_n = 2\pi c_{1z}/(\omega s). \quad (2.138)$$

Скорость  $c_{2z}$  переменна по радиусу.

Из треугольника скоростей (рис. 2.51) следует, что

$$c_{z0} = u \operatorname{tg} \beta_n = \omega r s/(2\pi r) = \omega s/(2\pi), \quad (2.139)$$

где  $c_{z0}$  — осевая скорость при нулевом угле атаки, т. е. при нуле-  
 вом теоретическом напоре.

При  $i = 0$  теоретический напор  $H_T = 0$ , так как  $c_{2u} = 0$ ;  $c_{z0}$  соот-  
 ветствует предельному расходу  $\dot{V}_0$  для данного шнека;  $\dot{V}_0$  — расход,  
 при котором поток входит на лопатку с нулевым углом атаки ( $H_T =$   
 $= 0$ ).

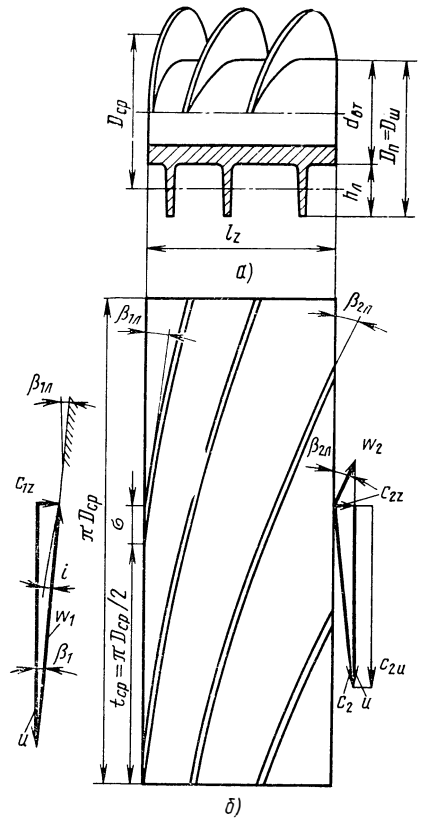


Рис. 2.50. Шнек переменного шага:  
 а — внешний вид; б — развертка цилиндри-  
 ческого сечения и треугольники скоро-  
 стей



С учетом уравнения (2.139) соотношение (2.138) запишется так:

$$\operatorname{tg} \beta_1 / \operatorname{tg} \beta_{\pi} = c_{1z} / c_{20}.$$

Обозначим это отношение буквой  $q_1$  и будем называть его расходным параметром (впервые для шнеков введено Н. С. Ершовым [2]):

$$\begin{aligned} q_1 = c_{1z} / c_{20} = \operatorname{tg} \beta_1 / \operatorname{tg} \beta_{\pi} = c_{1z} / (u \operatorname{tg} \beta_{\pi}) = (c_{1z} / u) \operatorname{ctg} \beta_{\pi} = \\ = \dot{V} / \dot{V}_0 = 2\pi c_{1z} / (\omega s). \end{aligned} \quad (2.140)$$

Для шнека переменного шага

$$q_1 = c_{1z} / c_{20} = \operatorname{tg} \beta_1 / \operatorname{tg} \beta_2 = (c_{1z} / u) \operatorname{ctg} \beta_2 = \dot{V} / \dot{V}_0 = 2\pi c_{1z} / (\omega s_0), \quad (2.141)$$

где  $c_{20}$  и  $\dot{V}_0$  — соответствуют нулевому напору шнека переменного шага ( $H_T = 0$ );  $s_0 = (s_1 + s_2) / 2$  — эквивалентный шаг шнека.

Теоретический напор в  $i$ -м сечении шнека находится по уравнению Эйлера (при  $c_{1u} = 0$ )

$$H_{Ti} = c_{2u} i u_i. \quad (2.142)$$

Поскольку во всех сечениях приращение энергии различно, то теоретический напор ступени определяется как средний интегральный по расходу напор:

$$H_T = 2\pi \int_{r_{BT}}^{R_{Ш}} r_1 c_{2z} H_{Ti} dr / \dot{V}, \quad (2.143)$$

где  $i$  — любое промежуточное сечение между  $d_{BT}$  и  $D_{Ш}$ .

Сечение, в котором  $H_{Ti} = H_T$ , принято расчетным. Диаметр расчетного сечения  $D_p$  получается больше среднеквадратичного и среднеарифметического:

$$D_p = \sqrt{3D_{Ш}^2 + d_{BT}^2} / 2. \quad (2.144)$$

Это объясняется характером зависимости  $H_{Ti}$  от  $r$  и тем, что на выходе у втулки наблюдается зона противотоков. У шнека, применяемого в шнекоцентробежном насосе, ввиду влияния центробежного колеса на зону обратных токов, расчетный диаметр меньше, чем у отдельного шнекового насоса, и его можно принять с запасом по напору, равным среднеарифметическому диаметру

$$D_p = D_{cp} = (D_{Ш} + d_{BT}) / 2. \quad (2.145)$$

Для этого диаметра будем строить треугольники скоростей, разбирая совместную работу шнека и центробежного колеса. Теоретический напор шнека  $H_T$  выражается через расходный параметр  $q_2$  и окружную скорость  $u_p$  (полагается  $c_{1z} = c_{2z}$ ):

$$H_T = u_p^2 (1 - q_2). \quad (2.146)$$

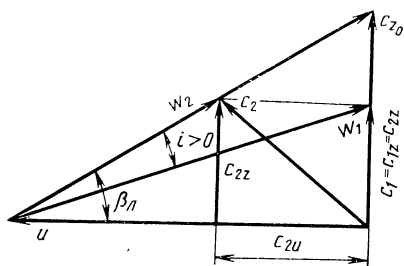
Для повышения напора и КПД диаметр втулки увеличивают к выходу (шнек с конической втулкой). Тогда  $D_p = (D_{2Ш} + d_{2BT}) / 2$ ;  $q_2 = 2\pi c_{2z} / (\omega s_0)$ ;  $\eta = 0,6 \dots 0,7$ .

Диаметр  $D_p$  шнекового насоса при  $d_{BT} = d_{2BT}$  определяется по формуле (2.144).

Рис. 2.51. Треугольники скоростей для шнека постоянного шага

### 2.10.2.4. Осевые колеса в качестве преднасосов

Как будет показано в дальнейшем, использование осевого колеса в качестве преднасоса на входе в центробежное колесо позволяет обеспечить работу агрегата без кавитационного срыва при малых давлениях входа. Характер течения на входе в осевые колеса, обеспечивающий их высокие собственные антикавитационные качества, может быть определен для всех видов колес. Но распределение параметров в выходном сечении у разных видов осевых колес различное. Распределение параметров на выходе из преднасоса будет влиять на работу стоящего за ним центробежного колеса. Сравним распределение выходных параметров по радиусу для трех видов осевых колес с цилиндрической втулкой: шнекового колеса и колес, спроектированных по законам  $c_{2u}r = \text{const}$  и  $c_{2u}/r = \text{const}$ . На рис. 2.52 приведены расчетные (без учета потерь) графики изменения напора по радиусу этих осевых колес (получены Н. С. Ершовым [2]). Напоры представлены в безразмерном виде (стенены к  $u_{\Pi}^2$ ).



Графики построены для одного и того же статического напора на периферии, поэтому в наиболее опасном из-за кавитационного срыва сечении (сечении, где максимальна относительная скорость) все осевые колеса создают одинаковое давление. Значения  $\beta_{2л}$  и  $\bar{d}_{вТ}$  типичны для преднасосов.

Согласно рис. 2.52 безразмерный статический напор у втулки колеса, спроектированного по закону  $c_{2u}r = \text{const}$ , становится особенно малым. А это означает, что в этой области может возникнуть кавитационная зона. Следовательно, колесо, спроектированное по закону  $c_{2u}/r = \text{const}$ , нецелесообразно применять в качестве преднасоса. Колесо, спроектированное по закону  $c_{2u}/r = \text{const}$ , создает более равномерное поле статических напоров, чем шнековое колесо, и по абсолютному значению статический напор у его втулки выше, чем у шнекового колеса. Но, как показывают расчеты, за колесом, спроектированным по закону  $c_{2u}/r = \text{const}$ , на режимах, характерных для преднасосов, у втулки возникают обратные токи, что является существенным недостатком этого колеса, так как вихревые области в потоке, образующиеся в зоне обратных токов, могут явиться местом скопления паровых и газовых

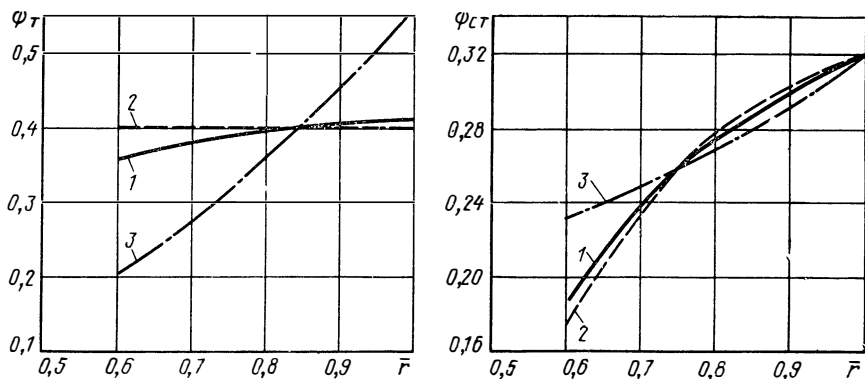


Рис. 2.52. Графики изменения теоретического  $\psi_T$  и статического  $\psi_{сТ}$  безразмерных напоров при изменении относительного радиуса  $\bar{r} = r/r_{\Pi}$  и при  $\bar{d}_{вТ} = 0,6$ ;  $\text{tg } \beta_{2л} = 0,3$ :

1 — шнековое колесо; 2, 3 — колеса, спроектированные по законам  $c_{2u}r = \text{const}$  и  $c_{2u}/r = \text{const}$

пузырей и снизить напор. Поэтому в качестве преднасоса, судя по параметрам на выходе из колеса, целесообразно применять шнековые осевые колеса, которые к тому же имеют технологические преимущества перед другими колесами в виду простоты формы лопаток (винтовая поверхность).

При применении осевых ступеней в качестве отдельных бустерных насосов или напорных ступеней в зависимости от конкретных требований могут быть использованы и другие виды осевых ступеней, в том числе с конической втулкой для исключения обратных токов на выходе. Так, в качестве преднасосов насосов ЖРД обычно применяют шнековое колесо, как обеспечивающее высокие антикавитационные качества, благоприятное распределение параметров по выходному сечению и простое в изготовлении, хотя гидравлические потери в нем могут быть значительными.

### 2.10.3. Профилирование лопаток осевых турбин по радиусу

#### 2.10.3.1. Ступень с постоянной циркуляцией

Лопатки турбины с  $D_{cp}/h_l \leq 7$  обтекаются при существенно различных условиях. Такие лопатки (назовем их условно «длинные») применяются в турбинах ЖРД с дожиганием (в предкамерных турбинах).

Поток на выходе из соплового аппарата имеет большую окружную составляющую скорости — закрутку. При постоянном по радиусу давлении на входе в сопловую решетку давление на выходе из нее будет возрастать к периферии. Это означает, что степень падения давления в сопловом аппарате меняется по радиусу (рис. 2.53). При длинных лопатках, кроме того, заметно меняется и окружная скорость. При профилировании лопаток на различных радиусах все это должно быть принято во внимание.

Проанализируем работу ступени, в которой должно выполняться условие постоянства циркуляции скорости по высоте на входе в рабочие лопатки и на выходе из них:

$$c_{1u}r = \text{const}; \quad (2.147)$$

$$c_{2u}r = \text{const}. \quad (2.148)$$

Эти условия определяют кинематику потока в ступени. Из уравнений (2.147) и (2.148) вытекает условие постоянства удельной работы по радиусу ( $L_u = \text{const}$ ):

$$L_u = \omega (c_{1u}r - c_{2u}r).$$

Из уравнения (2.115) следует, что при  $c_{1u}r = \text{const}$

$$c_{1z}(r) = \text{const}.$$

Таким образом, в ступени осевой турбины с постоянной циркуляцией

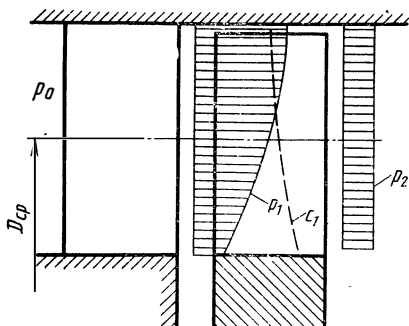


Рис. 2.53. Графики изменения давления и скорости по радиусу в осевом зазоре ступени осевой турбины

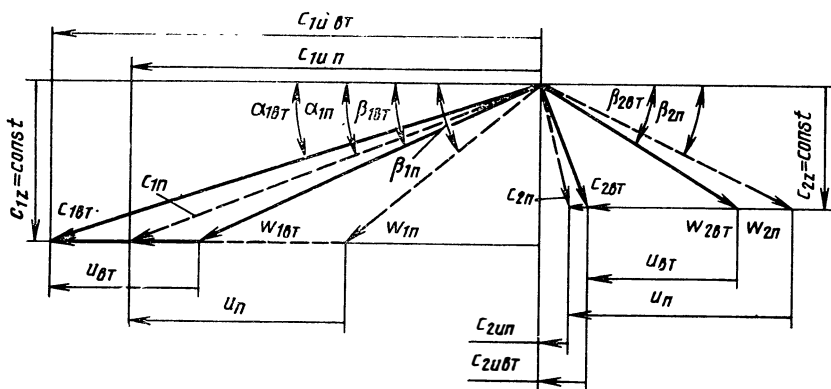


Рис. 2.54. Треугольники скоростей ступени турбины, спрофилированной по закону  $c_u r = \text{const}$  для периферийного (---) и втулочного (—) сечений

куляцией, как и в ступени осевого насоса, поток имеет постоянную по радиусу осевую скорость  $c_{1z}$ .

Из уравнения (2.116) следует, что при  $c_{2u} r = \text{const}$  и  $L_u = \text{const}$  осевая составляющая скорости и на выходе из колеса будет постоянной:  $c_{2z}(r) = \text{const}$ .

Напомним, что все соотношения этого раздела получены для несжимаемой жидкости. Укажем, что изменение плотности по радиусу приводит к появлению радиальной составляющей и некоторому нарушению равномерности потока.

На рис. 2.54 приведены треугольники скоростей для периферийного и втулочного сечений. По ним можно судить об изменении углов лопаток с изменением радиуса, полагая в первом приближении, что углы выхода потока совпадают с углами лопаток.

На рис. 2.55 показано изменение степени реактивности ступени, спрофилированной по законам  $c_{1u} r = \text{const}$ ,  $L_u = \text{const}$ , по высоте лопатки и приведены профили лопаток периферийного и втулочного сечений.

Преимущество способа проектирования ступени по закону  $c_u r = \text{const}$  состоит в том, что при этом обеспечиваются малые гидравли-

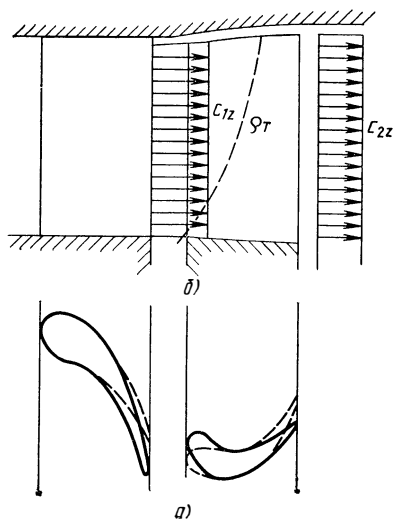


Рис. 2.55. Профили лопаток (а), графики изменения параметров по радиусу (б) для ступени турбины, спрофилированной по закону  $c_u r = \text{const}$ :

— втулочное сечение; --- периферийное сечение

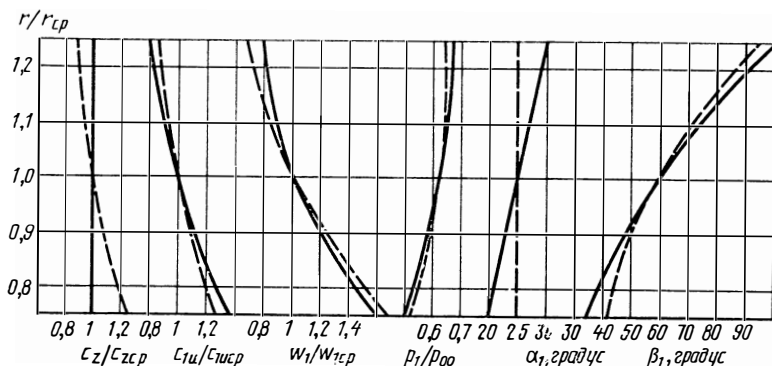


Рис. 2.56. Графики изменения параметров ступеней турбины, спрофилированных по законам  $c_u r = \text{const}$  (—) и  $\alpha_1(r) = \text{const}$  (---)

ческие потери (это объясняется равномерностью распределения осевых скоростей). Большое изменение углов лопаток и возможность появления отрицательной реактивности у корня являются недостатками этого способа проектирования.

### 2.10.3.2. Ступень с постоянным углом $\alpha_1$

Для предкамерных турбин ЖРД целесообразно применять ступени, у которых угол  $\alpha_1$  постоянен по радиусу, т. е. сопловые лопатки не закручены, и, следовательно, они проще для изготовления. Таким образом, закон  $\alpha_1 = \text{const}$  является пятым уравнением, определяющим треугольники скоростей ступени.

Уравнение (2.113) приводится к виду

$$dc_1^2/dr + 2 \frac{c_1^2}{r} \cos^2 \alpha_1 = 0,$$

так как  $c_u = c_1 \cos \alpha_1$ .

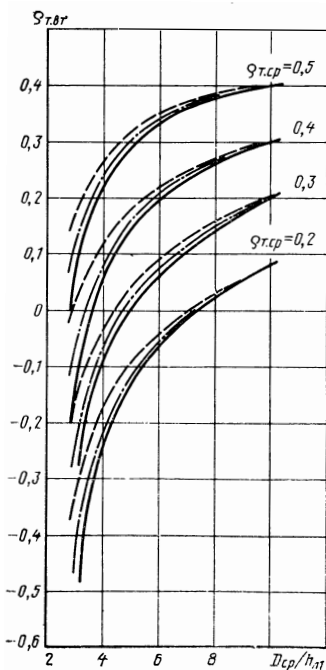
После интегрирования этого уравнения получим

$$c_{1u} r^{\cos^2 \alpha_1} = \text{const}.$$

На рис. 2.56 приведены зависимости, показывающие изменение параметров по  $r/r_{cp}$  для ступеней, спрофилированных по законам  $c_u r = \text{const}$  и  $\alpha_1(r) = \text{const}$ .

Рис. 2.57. Зависимость степени реактивности у втулки колеса турбины от  $D_{cp}/h_{н1}$  при различной степени реактивности на среднем диаметре:

—  $c_u r = \text{const}$ ; - - -  $\alpha_1(r) = \text{const}$ ; - - -  $c_{1u}/r = \text{const}$



При законе профилирования  $\alpha_1(r) = \text{const}$  имеет место значительная неравномерность осевых скоростей. При учете потерь угол сопловых лопаток следует увеличивать к периферии.

На рис. 2.57 изображены зависимости степени реактивности у втулки от  $D_{\text{ср}}/h_{1\tau}$  при различной степени реактивности на среднем диаметре и различных законах профилирования. Реактивность на среднем диаметре следует выбирать такой, чтобы у втулки она была в пределах 0,1 ... —0,2.

Применение лопаток, профилированных по высоте, при  $D_{\text{ср}}/h_{1\tau} \leq 6$  приводит к заметному выигрышу в КПД (до 5 %). При  $D_{\text{ср}}/h_{1\tau} > 9$  увеличение КПД будет незначительным.

Можно использовать ступени, спроектированные по иным законам профилирования, отличным от законов  $c_u r = \text{const}$  и  $\alpha_1(r) = \text{const}$ . В общем случае лопатки турбин, так же как и лопатки насосов, проектируются, исходя из соотношения  $c_u r^m = \text{const}$ .

## 2.11. ПОДОБИЕ ЛОПАТОЧНЫХ МАШИН

### 2.11.1. Общие сведения

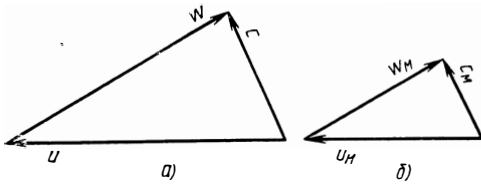
В связи с тем, что некоторые процессы в лопаточных машинах не поддаются теоретическому расчету, важное значение приобретает экспериментальное исследование лопаточных машин. Часто испытания лопаточных машин проводятся на модельных рабочих телах, на модельных режимах, а иногда испытываются модели лопаточной машины. В основном это вызвано невозможностью использования натурального рабочего тела вследствие его агрессивности и токсичности и нежелательностью использования сложного и дорогостоящего оборудования при испытании натуральных образцов большой мощности на натуральных режимах. Обработка экспериментального материала, выбор модельного рабочего тела, модельного режима и размеров модели проводятся в соответствии с теорией подобных явлений.

Условия геометрического, кинематического и динамического подобия, вытекающие из общих законов подобия движения реальных вязких жидкостей, определяют подобие процессов в лопаточных машинах.

Геометрическое подобие означает, что отношение сходственных геометрических размеров должно быть постоянным для моделируемого объекта и модели. Должна моделироваться и шероховатость. Это на практике не всегда можно осуществить. Условие геометрического подобия записывается в виде  $l/l_m = d/d_m = \alpha_l$ , где  $l, d$  — линейные размеры (длина, диаметр);  $\alpha_l$  — коэффициент геометрического подобия; индексом «м» обозначены параметры модели.

Кинематическое подобие означает подобие полей скоростей или осредненных скоростей. Причем способ осреднения может быть любым, важно, чтобы он был одинаковым для моделируемого объекта и модели. Для движения жидкости во вращающихся каналах кинематическое подобие означает подобие треугольников скоростей

Рис. 2.58. Подобные треугольники скоростей моделируемого объекта (а) и модели (б)



(рис. 2.58). Для потоков в колесах лопаточных машин условие кинематического подобия записывается в виде

$$c/c_M = w/w_M = u/u_M = \alpha_c, \quad (2.149)$$

где  $\alpha_c$  — коэффициент кинематического подобия.

Динамическое подобие означает подобие силовых полей или осредненных сил. Оно соблюдается при равенстве безразмерных комплексов, являющихся критериями подобия, — чисел Струхаля, Эйлера и Рейнольдса:

$$Sh = tc/l, \quad (2.150)$$

$$Eu = p/(\rho c^2), \quad (2.151)$$

$$Re = cl/v. \quad (2.152)$$

Число Эйлера для течения газа можно преобразовать, если умножить числитель и знаменатель на показатель адиабаты  $k$ :

$$Eu = kp/(k\rho c^2).$$

Для идеального газа  $kp/\rho = a^2$ , где  $a = \sqrt{k\rho/\rho}$  скорость звука, следовательно

$$Eu = 1/(kM^2), \quad (2.153)$$

где  $M$  — число Маха.

Запишем условия полного подобия для лопаточных машин в виде критериального уравнения, т. е. в виде зависимости неопределяющих критериев от определяющих. В качестве неопределяющих критериев могут быть выбраны любые безразмерные параметры, характеризующие лопаточную машину, например коэффициент работы, внутренний КПД и т. д. Определяющие критерии — это критерии, определяемые параметрами, входящими в условия однозначности: обычно это граничные и начальные условия, геометрические параметры, физические константы, значение которых можно назначить при экспериментах. Тогда в общем случае для лопаточной машины

$$\bar{H}(\bar{L}); \quad \eta = f(l/d, c/u, Re; Eu, Sh) \quad (2.154)$$

$$\text{или } \bar{H}(\bar{L}); \quad \eta = f(l/d, c/u, Re, kM^2, Sh). \quad (2.155)$$

Рассмотрим влияние отдельных критериев и покажем, что во многих случаях для моделирования можно ограничиться меньшим числом определяющих критериев.

При установившихся режимах  $Sh$  не будет отражаться на условиях подобия, так как время не будет входить в условия однозначности.

Число  $Re$  характеризует отношение сил инерции к силам вязкости. При больших значениях  $Re$  влияние сил внутреннего трения на течение по сравнению с влиянием инерционных сил ослабляется. При  $Re > 10^5$  образуется область автомодельности по числу  $Re$  и потери при течении жидкости практически не зависят от его значения. Лопаточные машины ЖРД, как правило, работают в этой области. В области автомодельности критерий  $Re$  можно исключить из числа определяющих критериев. Число  $M$  при одном и том же рабочем теле характеризует сжимаемость газа, т. е. отношение плотностей в сходственных точках.

От числа  $M$  зависят потери особого вида — волновые потери, связанные со скачками уплотнения. При малых скоростях и  $M \ll 0,4$  число  $M$  не является определяющим критерием.

Для несжимаемой жидкости на бескавитационном режиме число  $Eu$  является, по существу, коэффициентом напора  $\bar{H}$ , обычно искомым величиной, т. е. неопределяющим критерием. На кавитационных режимах число  $Eu$  входит в число определяющих критериев, так как параметры машины зависят от давления на входе. Для этого случая критерий записывается в виде

$$\lambda_{\text{кав}} = \frac{p_{\text{вх}} - p_{\text{п}}}{\rho \omega^2 / 2}, \quad (2.156)$$

где  $p_{\text{п}}$  — давление насыщенного пара при температуре жидкости (это давление близко к давлению в кавитационной камере). Отметим, что степень развития кавитации в определенных пределах не влияет на параметры насоса. В этом случае существует автомодельность по критерию  $\lambda_{\text{кав}}$ . Для двухфазных жидкостей используется еще и критерий газосодержания  $\delta = \dot{V}_{\text{газ}} / \dot{V}$ .

Таким образом, для геометрически подобных лопаточных машин ( $l/d = \text{idem}$ ) или данной машины, работающих на несжимаемой жидкости (или при малых числах  $M$ ), для соблюдения подобных установившихся бескавитационных режимов в области автомодельности по  $Re$  достаточно соблюдать кинематическое подобие:

$$\bar{H}, \bar{L}, \eta = f(c/u). \quad (2.157)$$

При тех же условиях для лопаточных машин, работающих в кавитационных режимах, уравнение (2.157) принимает вид

$$\bar{H}, \bar{L}, \eta = f(c/u, \lambda_{\text{кав}}). \quad (2.158)$$

Для геометрически подобных лопаточных машин, работающих на сжимаемых жидкостях (газах), при  $M \geq 0,4$  (на установившихся режимах в области автомодельности по  $Re$ ) критериальное уравнение (2.155) запишется в виде

$$\bar{H}, \bar{L}, \eta = f(c/u, kM^2). \quad (2.159)$$



## 2.11.2. Насосы

Для геометрически подобных насосов или данного насоса из кинематического подобия вытекает соотношение

$$c/u = \dot{V}/(Fu) = \alpha_1' \dot{V}/(D^2 \omega D) = \alpha_1 \dot{V}/(\omega D^3),$$

где  $\alpha_1'$  и  $\alpha_1$  — коэффициенты пропорциональности.

При выводе этого соотношения исходили из положения, что абсолютная скорость пропорциональна расходу и обратно пропорциональна площади, выраженной через квадрат характерного диаметра, окружная скорость пропорциональна диаметру в первой степени. За характерный диаметр может быть принят любой диаметр, так как для геометрически подобных насосов соотношение между любыми размерами — величина постоянная. Критерий

$$\bar{V} = \dot{V}/(\omega D^3) \quad (2.160)$$

назовем коэффициентом расхода.

Коэффициенты напора для подобных режимов равны. Это равенство можно записать в виде

$$\bar{H} = \bar{H}_M \text{ или } H/(\omega^2 D^2) = H_M/(\omega_M^2 D_M^2). \quad (2.161)$$

Из равенства на подобных режимах коэффициентов напора и коэффициентов расхода при  $\eta = \eta_M$  с учетом того, что  $N = \rho \dot{V} H / \eta$ , вытекает

$$N/(\rho \omega^3 D^5) = N_M/(\rho_M \omega_M^3 D_M^5) = \bar{N}. \quad (2.162)$$

Этот критерий назовем безразмерной (приведенной) мощностью.

Если необходимо спроектировать насос с расходом  $\dot{V}$  и напором  $H$ , геометрически подобный модельному насосу с параметрами  $\dot{V}_M$ ,  $H_M$  и  $\omega_M$ , то с помощью формул (2.160), ..., (2.162) можно найти необходимый коэффициент пересчета размеров, необходимую частоту вращения и определить мощность и КПД проектируемого насоса.

При исследовании насосов ЖРД обычно не проводят испытаний их моделей. Это объясняется сравнительно небольшими размерами насосов. Однако широко применяют испытания натуральных насосов на модельных жидкостях, чаще всего на воде. В этом случае пересчет параметров с модельной жидкости на натурную также производится по формулам (2.160), ..., (2.162), в которых исключается характерный размер  $D$ .

При испытаниях насоса на одном и том же рабочем теле подобие режимов выдерживается согласно формуле (2.158) при  $\dot{V}/\omega = \text{const}$  и  $\lambda_{\text{нав}} = \text{const}$ . На подобных режимах сохраняются отношения  $H/\omega^2 = \text{const}$ ;  $N/\omega^3 = \text{const}$  и  $\eta = \text{const}$ .

Часто при создании уменьшенной модели натурального насоса не удается обеспечить геометрическое подобие по шероховатости поверхностей и по конструктивным зазорам, например, в уплотнениях колеса. В этом случае говорят о неполном геометрическом подобии

модели и моделируемого объекта или о приближенном моделировании.

Комплексы  $\bar{H}$ ,  $\bar{N}$ ,  $\bar{V}$  сохраняют свойства критериев подобия только для геометрически подобных насосов. Для геометрически неподобных насосов комплексы  $\bar{H}$ ,  $\bar{N}$ ,  $\bar{V}$  используются в качестве безразмерных комплексов. Безразмерные комплексы  $\bar{H}$ ,  $\bar{N}$ ,  $\bar{V}$  широко используют при обобщении данных геометрически неподобных насосов. Их удобство состоит в том, что при переходе к ним уменьшается число переменных, которыми надо оперировать при исследовании.

Исключив из формул (2.160) и (2.161) линейные размеры  $D$  и  $D_m$ , получим другой вид критерия кинематического подобия

$$n'_s = \omega \sqrt{\bar{V}} / H^{3/4} = \omega_m \sqrt{\bar{V}_m} / H_m^{3/4}. \quad (2.163)$$

Он характеризует геометрические соотношения, вытекающие из кинематического подобия. Критерий  $n_s$  называется коэффициентом быстроходности. В технической системе единиц

$$n_s = 3,65n \sqrt{\bar{V}} / H^{3/4},$$

где  $n$  частота вращения, об/мин;  $\dot{V}$  — объемный расход, м<sup>3</sup>/с;  $H$  — напор, м. Чтобы значение  $n_s$  было одинаковым в СИ и технической системе единиц, надо умножить комплекс (2.163) на множитель 193,3. Следовательно, в единицах СИ

$$n_s = 193,3\omega \sqrt{\bar{V}} / H^{3/4}, \quad (2.164)$$

где  $\omega$  — угловая скорость, рад/с;  $\dot{V}$  — объемный расход, м<sup>3</sup>/с;  $H$  — напор, Дж/кг. Коэффициент быстроходности  $n_s$  связывает основные параметры насоса —  $H$ ,  $\dot{V}$  и  $\omega$ . Им пользуются при обобщении опытных данных для систематизации нормативных расчетных коэффициентов и геометрических соотношений насосов. В частности, с помощью коэффициента быстроходности можно характеризовать геометрическую форму меридионального сечения колеса насоса (рис. 2.59). По данным, приведенным на рис. 2.59, можно судить, как меняется форма колеса при увеличении  $n_s$ . При малых  $n_s$  имеем насосы малой быстроходности — меридиональное сечение канала колеса узкое и длинное. С увеличением  $n_s$  канал расширяется, увеличивается отношение  $b_2/D_2$ , диаметры выхода и входа сближаются, растет отношение  $D_0/D_2$  и колесо постепенно из радиального превращается в диагональное, а затем в колесо осевого типа.

Данные, приведенные на рис. 2.59, отражают рациональную связь типа насоса (центробежный, диагональный, осевой) с коэффициентом быстроходности. В принципе можно создать для малых  $n_s$ , характерных для центробежных насосов, например, осевой насос. Но в связи с малой высотой лопатки (малыми расходами)

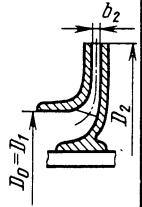
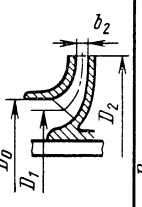
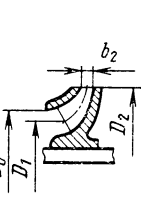
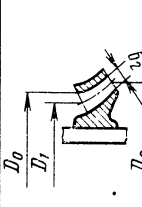
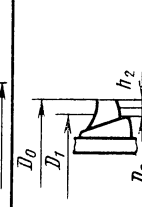
Колесо центробежного насоса			Колесо	
тихоходное	нормальное	быстроходное	диагонального насоса	осевого насоса
				
$n_s = 40 \dots 80$ $D_0/D_2 \approx 0,4$ $b_2/D_2 \approx 0,04$	$n_s = 81 \dots 140$ $D_0/D_2 \approx 0,5$ $b_2/D_2 \approx 0,8$	$n_s = 141 \dots 300$ $D_0/D_2 \approx 0,55 \dots 0,7$ $b_2/D_2 = 0,1 \dots 0,2$	$n_s = 301 \dots 600$ $D_0/D_2 \approx 0,8 \dots 0,9$ $b_2/D_2 = 0,2 \dots 0,4$	$n_s = 601 \dots 1800$ $D_0/D_2 \approx 1,2 \dots 1,6$ $h_2/D_2 = 0,2 \dots 0,5$

Рис. 2.59. Примерный вид меридионального сечения колес насосов с различными коэффициентами быстроходности

он будет иметь низкий КПД. Как будет показано дальше, при малых  $n_s$ , наряду с радиальными центробежными турбинами, применяются осевые турбины. Это вызвано конструктивной простотой осевой турбины и удобством ее компоновки в агрегате. Для увеличения высоты лопаток колеса осевой турбины вводят парциальный подвод газа к нему.

Установив влияние коэффициента быстроходности насоса на форму меридионального сечения колеса, следует отметить, что нет строгой однозначной связи между геометрическими соотношениями колеса ( $D_0/D_2$ ,  $b_2/D_2$  и т. д.) и коэффициентом быстроходности насоса. На геометрические соотношения оказывают влияние и другие параметры насоса, которые выбираются при проектировании независимо от значения  $n_s$ . Так, для обеспечения высоких антикавитационных свойств насоса приходится увеличивать диаметр входа в колесо  $D_0$  и ширину колеса  $b_1$ . А это при том же значении  $n_s$  приводит к увеличению отношений  $D_0/D_2$  и  $b_2/D_2$ . В насосах ЖРД выбор параметров, влияющих на геометрические соотношения колеса и на расчетные коэффициенты, производится в более широком диапазоне, чем в стационарных насосах. Так, угол выхода из колеса насосов ЖРД меняется от 25 до 90°, а из колеса насосов общего машиностроения — от 20 до 40° и т. п. В результате этого в насосах ЖРД коэффициент быстроходности  $n_s$  только приблизительно характеризует геометрические соотношения колеса и определяет расчетные коэффициенты. В стационарных насосах зависимость между геометрическими соотношениями и расчетными коэффициентами может быть более строгой.

Отметим, что для многоступенчатых насосов коэффициент быстроходности  $n_s$  подсчитывается не для всего насоса, а для его ступени. Если ступень насоса имеет двусторонний вход, значение  $n_s$  определяется по расходу через один вход.

### 2.11.3. Турбины

Для геометрически подобных турбин (на установившихся режимах в области автомодельности по числу Re) критериальное уравнение (2.159) можно записать в виде

$$\bar{L}, \eta = f(u/c_{ад}, k, M_{c_{ад}}), \quad (2.165)$$

где  $\bar{L} = L/(\omega^2 D^2)$ ;  $M_{c_{ад}} = c_{ад}/a$ .

В турбинах на массовый расход влияет плотность газа  $\rho_0$ , поэтому на критерий расхода влияет масса. Для турбин критерий кинематического подобия обычно записывается как  $u/c_{ад}$ .

Из геометрического и кинематического подобия для турбин вытекает равенство критериев: коэффициента расхода

$$\bar{m} = \dot{m}/(\rho_0 \omega D^3) \quad (2.166)$$

и безразмерной (приведенной) мощности

$$\bar{N} = N/(\rho_0 \omega^3 D^5). \quad (2.167)$$

Число  $M_{c_{ад}}$  может быть заменено приведенной скоростью  $\lambda_{c_{ад}} = c_{ад}/a_{кр}$ , так как  $\lambda_{c_{ад}}$  однозначно связана с  $M_{c_{ад}}$  и  $k$ .

Коэффициент работы и безразмерная мощность однозначно связаны:  $\bar{N} = \bar{m}\bar{L}$ . Безразмерная мощность как критерий более характерна для турбины, так как ее задача выдать мощность. Поэтому критериальное уравнение (2.165), дополненное критерием  $\bar{m}$ , можно записать в виде

$$\bar{m}, \bar{N}, \eta = f(u/c_{ад}, \lambda_{c_{ад}}, k). \quad (2.168)$$

Если геометрически подобные турбины испытывают на одном и том же газе ( $k = idem$ ), то уравнение (2.168) примет вид

$$\bar{m}, \bar{N}, \eta = f(u/c_{ад}, \lambda_{c_{ад}}). \quad (2.169)$$

Для определения параметров проводят испытания натуральных турбин на модельных газах (воздух, фреон). В этом случае геометрическое подобие соблюдается безусловно, но могут не сохраняться равными значениями  $k$  для натурального и модельного газов. Если разница в значениях  $k$  модельного и натурального газов не превышает 10 %, то, как показывает опыт, отклонением от условия  $k = idem$  можно пренебречь и использовать зависимость (2.169).

Для геометрически неподобных турбин комплексы, входящие в уравнение (2.168), теряют смысл критериев подобия и используются как безразмерные комплексы.

Если не обеспечивается геометрическое подобие по шероховатости поверхностей и зазорам, говорят о неполном геометрическом подобии, которое учитывается при пересчете данных испытаний модели на моделируемый объект.

С помощью критериев  $\bar{m}$  и  $u/c_{ад}$ , исключая средний диаметр  $D_{ср}$ , можно получить комплекс, который также будет критерием кинематического подобия турбин

$$\Pi = \omega \sqrt{\bar{m}/\rho_0}/L_{0ад}^{3/4}.$$

Умножив и разделив критерий  $\Pi$  на плотность газа на выходе из соплового аппарата  $\rho_{1ад}$ , соответствующую адиабатной скорости истечения  $c_{1ад}$ , получим

$$\Pi = \frac{\omega \sqrt{\dot{V}_{1ад}}}{L_{0ад}^{3/4}} \sqrt{\frac{\rho_{1ад}}{\rho_0}} = \frac{\omega \sqrt{\dot{V}_{ад}}}{L_{0ад}^{3/4}} f(\lambda_{c_{1ад}}, k), \quad (2.170)$$

где  $\dot{V}_{1ад}$  — объемный расход газа на входе в колесо турбины, рассчитанный по параметрам адиабатного процесса.

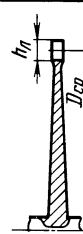
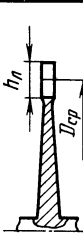
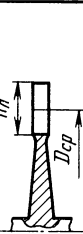

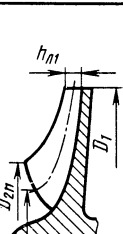
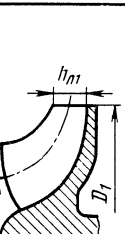
По аналогии с выражением (2.164) получим выражение для коэффициента быстроходности ступени турбины  $n_{ст}$ . На основании формулы (2.170)

$$n_{ст} = 193,3\omega \sqrt{\dot{V}_{1ад}} / L_{0ад}^{3/4} = 193,3\Pi / f(\lambda_{c_{1ад}}, k). \quad (2.171)$$

Из последнего выражения следует, что при  $\lambda_{c_{1ад}} = idem$  и  $k = idem$  коэффициент быстроходности  $n_{ст}$  является критерием кинематического подобия для турбин, так как он однозначно связан с критерием подобия  $\Pi$ .

Коэффициентом быстроходности турбины  $n_{ст}$ , как и коэффициентом быстроходности насоса  $n_s$ , пользуются для приближенного определения формы меридионального сечения колеса турбины (рис. 2.60). С увеличением  $n_{ст}$  возрастает высота лопатки колеса, отношение диаметров радиальной турбины  $D_{2ср}/D_1$  увеличивается. Турбины с  $n_{ст} < 60$  для увеличения высоты лопатки выполняются, как правило, с неполным подводом газа по окружности колеса (парциальным подводом).

Однако нет строгой однозначной связи между геометрическими соотношениями колеса турбины и значением  $n_{ст}$ . На геометрические соотношения колеса оказывают влияние и другие параметры, которые выбираются при расчете независимо от  $n_{ст}$ .

Турбина	Колесо		
	тихоходное $n_{ст}=10...60$	нормальное $n_{ст}=61...100$	быстроходное $n_{ст}=101...160$
осевая	 $D_{ср}/h_n=30...10$	 $D_{ср}/h_n=9...7$	 $D_{ср}/h_n=6...5$
радиальная центробежная	 $D_1/h_{n1}=40...20$ $D_{2ср}/D_1=0,2...0,3$	 $D_1/h_{n1}=19...10$ $D_{2ср}/D_1=0,37...0,4$	 $D_1/h_{n1}=19...5$ $D_{2ср}/D_1=0,47...0,6$

На рис. 2.59 и 2.60 показаны колеса лопаточных машин с различными значениями  $n_s$  и  $n_{ст}$ . Насосы ЖРД обычно имеют  $n_s = 30 \dots 150$ . Причем насосам горючего соответствуют меньшие значения  $n_s$ , а насосам окислителя — большие, так как объемный расход  $\dot{V}$  насоса окислителя больше, а напор  $H$  меньше, чем соответствующие величины для насоса горючего (см. разд. 1.1). Поэтому насосы горючего имеют колеса с более узким и длинным меридиональным сечением. Автономные турбины ЖРД, выполняе-

Рис. 2.60. Примерный вид меридионального сечения колес осевых и радиальных центробежных турбин с различными коэффициентами быстроходности

мые осевыми, имеют  $n_{ст} \leq 80$ , а предкамерные —  $n_{ст} > 80$ , поэтому у колес предкамерных осевых турбин более длинные лопатки, чем у автономных турбин. Из рис. 2.60 следует, что при одном и том же коэффициенте быстроходности можно использовать как центро-стремительные, так и осевые турбины. Выбор типа турбины определяется дополнительными условиями: конструктивными особенностями, удобством компоновки в агрегатах и т. д.

## 2.12. ПОТЕРИ В ЛОПАТОЧНЫХ МАШИНАХ

### 2.12.1. Классификация основных видов потерь

**Внутренние потери.** При осуществлении рабочего процесса в реальной лопаточной машине имеют место необратимые потери механической энергии. Потери механической энергии можно разделить на четыре группы: а) внутренние потери; б) скоростные выходные потери; в) потери, связанные с утечками рабочего тела; г) механические (внешние) потери.

Под внутренними потерями будем понимать все потери внутри лопаточной машины, приводящие к изменению энтальпии рабочего тела. К этой группе потерь относятся потери, связанные с трением и вихреобразованием (отрывом) в турбинах и компрессорах при достижении звуковых скоростей, а также волновые потери. Внутренние потери, связанные с течением в лопаточных решетках, подводах и отводах, будем называть гидравлическими, дополнительные потери, связанные с работой колеса лопаточной машины, — дисковыми потерями. К внутренним потерям следует отнести также потери энергии, приводящие к изменению энтальпии рабочего тела в связи с его перетеканием, например из-за подогрева рабочего тела при дросселировании его в зазорах и при последующем смешении с основным потоком. Если перетекающая через зазоры жидкость (утечки) не смешивается с основным потоком и, следовательно, не меняет состояния рабочего тела, то потери, возникающие при этом, не будем относить к внутренним. Примером таких потерь могут служить потери из-за утечки жидкости через дренаж в окружающее пространство.

**Скоростные выходные потери.** Кинетическую энергию жидкости, подсчитанную по выходной скорости, в турбинах условно принимают за потерянную энергию. Эту энергию можно рассматривать как потерянную в том смысле, что она не может быть преобразована в полезную работу данной ступени турбины. Эти потери, которые называют скоростными выходными потерями, подсчитывают по скорости выхода газа из турбины

$$L_c = c_2^2/2. \quad (2.172)$$

**Потери, связанные с утечками рабочего тела.** На мощность, выдаваемую или потребляемую машиной, влияет также потеря (утечки) рабочего тела. Массовый расход рабочего тела, по которому рассчитывается располагаемая или полезная мощность лопаточной

машины, может отличаться от массового расхода рабочего тела, проходящего через колесо лопаточной машины, из-за его утечек через зазоры, отделяющие колесо от корпуса.

В насосах и компрессорах часть жидкости, вытекающая из колеса, проходит по зазорам и через дренажные системы поступает в бак или на вход в колесо. В турбине не весь подведенный газ поступает к колесу — часть его может вытечь через осевой и радиальный зазоры между колесом и корпусом. В связи с этим действительная мощность будет меньше, чем мощность, рассчитанная по массовому расходу подведенного газа.

Массовый расход утекающей жидкости при известных конструкции и параметрах машины может быть рассчитан. Утечка жидкости в общем случае рассчитывается по формуле:

$$\dot{m}_y = \mu f_y \sqrt{2\rho \Delta p_y}, \quad (2.173)$$

где  $\mu$  — коэффициент расхода щели уплотнения;  $f_y$  — площадь сечения щели;  $\Delta p_y$  — перепад давлений на уплотнении. Для сжимаемой жидкости

$$\dot{m}_y = \mu f_y \rho_{кр} a_{кр} q(\lambda_y), \quad (2.174)$$

где критические параметры подсчитаны по параметрам газа перед уплотнением, а приведенный расход  $q(\lambda_y)$  берется в функции степени понижения давления в уплотнении  $\delta_y$ . Оговорим, что перечисленные выше потери характеризуют работу отдельной лопаточной машины — насоса, турбины или ТНА. Некоторые потери отдельной лопаточной машины могут не являться потерями для двигательной установки. Так, скоростная энергия газа на выходе из турбины может быть использована для создания дополнительной тяги. Механическая энергия жидкости, перешедшая в тепловую, является потерей для насосов, но не является потерей для двигательной установки в целом, так как повышает энтальпию топлива в камере. Для схем с предкамерной турбиной это же положение будет справедливо и для турбины.

**Механические (внешние) потери.** К механическим (внешним) потерям относят потери в подшипниках, в контактных торцевых уплотнениях вала, манжетах, мощность, затрачиваемую на привод импеллеров и т. д.

Мощность, затрачиваемая на механические потери, называется мощностью механических потерь.

## 2.12.2. Внутренние потери

### 2.12.2.1. Гидравлические потери

**Потери в лопаточных решетках.** Потери энергии при течи в решетках можно условно разбить на три группы: профильные (первичные) потери, концевые (вторичные) потери и дополнительные потери.

**Профильные потери** — потери энергии, возникающие

при обтекании лопаточной решетки. Профильные потери слагаются из:

- а) трения в пограничном слое;
- б) потерь на образование вихревых зон при обтекании профиля и выходных кромок (отрывные потери);
- в) волновых потерь, связанных с прохождением потока через скачки уплотнения.

Наиболее точно эти потери в осевых машинах и неподвижных элементах радиальных машин можно определить продувкой лопаточной решетки.

В этом разделе мы остановимся на выяснении структуры пограничного слоя и рассмотрим характер профильных потерь при дозвуковых скоростях, чтобы выявить наиболее общие закономерности обтекания лопаток предкамерных турбин и насосов. Особенности течения и потерь при сверхзвуковых скоростях, характерные для автономных турбин, будут рассмотрены в разд. 4.

Рассмотрим более подробно картину течения в пограничном слое на примере некоторых профилей. На рис. 2.61 приведено схематичное изображение пограничного слоя на профиле реактивной конфузорной решетки при дозвуковых скоростях. Реактивные конфузорные решетки применяются в турбинах, в частности в сопловых аппаратах и в рабочем колесе предкамерной турбины ЖРД. Натекающий поток разделяется лопаткой на две части. Точка 1 называется точкой разветвления. В ней скорость равна нулю, а давление достигает максимального значения.

На корыте, начиная от точки 1, толщина пограничного слоя  $\delta_{\text{кор}}$  постепенно увеличивается. Ближе к выходу на конфузорном участке, где поток ускоряется, пограничный слой утоньшается. На спинке профиля лопатки толщина слоя  $\delta_{\text{сп}}$  обычно медленно нарастает, заметно увеличиваясь на участке косога среза. На этом участке возможен отрыв потока от поверхности лопатки. В зависимости от режима течения и профиля лопатки пограничный слой может быть ламинарным, турбулентным или смешанным.

На рис. 2.61 изображена картина течения, при которой пограничный слой на корыте и на спинке вблизи точки разветвления ламинарен, затем он на спинке переходит в турбулентный с тонким ламинарным подслоем. При значительной конфузорности межлопаточного канала точка перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный может располагаться на косом срезе.

В автономных турбинах ЖРД широко применяются активные решетки. При дозвуковом обтекании профиля лопатки активной решетки в пограничном слое обычно также можно выделить три участка (см. рис. 2.62): ламинарный (1), турбулентный (2) с ламинарным подслоем (3) и отрывную область (4). Их протяженность сильно зависит от угла атаки. При положительных углах атаки точка перехода (5) и зона отрыва (4) приближаются ко входу.

При обтекании активной решетки наблюдается более глубокое понижение давления на спинке лопатки и большой пик давления со стороны корыта при входе в лопатку. При таком распределении



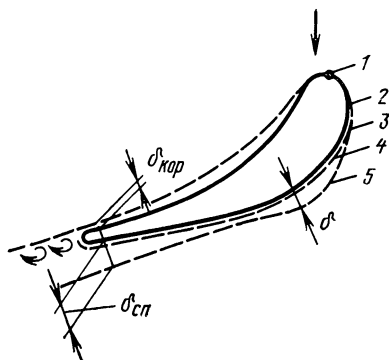


Рис. 2.61. Схематическое изображение пограничного слоя на профиле лопатки реактивной решетки:

1 — точка разветвления; 2 — ламинарный пограничный слой; 3 — точка перехода; 4 — ламинарный подслой; 5 — турбулентный слой

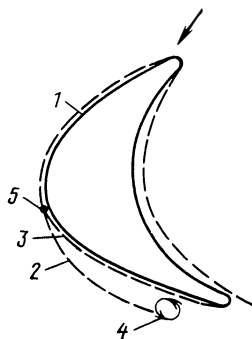


Рис. 2.62. Схематическое изображение пограничного слоя на профиле лопатки активной решетки

давления у выходной кромки лопатки активной решетки имеет место диффузорное течение, которое сопровождается отрывным течением. При малом угле входа диффузорная область появляется на выходной части спинки.

В диффузорных решетках у выходной части спинки имеют место диффузорное течение, набухание пограничного слоя и его отрыв. Отрыв приводит к образованию вихрей с обратным током у поверхности. Вихревые жгуты переходят в основной поток и затухают в нем. На создание вихрей затрачивается энергия, и профильные потери при обтекании лопаток возрастают.

Решетки центробежных насосов, как правило, диффузорные, поэтому утолщение пограничного слоя и его отрыв наблюдаются в них часто. При обычных для центробежных насосов положительных углах атаки, как показано на рис. 2.63, происходит отрыв струи к концу лопатки с тыльной ее стороны. В этом месте кинематическая энергия частицы пограничного слоя будет недостаточной для преодоления перепада давлений.

При  $Re \leq 10^5$  число Рейнольдса заметно влияет на потери при обтекании лопаточных профилей ( $Re = \omega b_{л}/v$ ). Чем меньше  $Re$ , тем больше потери. В лопаточных машинах ЖРД обычно  $Re > 10^5$ . При этом шероховатость оказывает более сильное влияние на потери, чем режим течения, определяемый числом  $Re$ . При больших шероховатостях потери в решетке заметно увеличиваются. При среднеквадратичной высоте неровностей до 5 мкм качество обработки мало влияет на потери в решетке, так как неровности поверхности закрываются ламинарным подслоем. Обычно проточная часть насоса, внутренние поверхности корпуса и диска колеса выполняются с  $Ra = 10$  мкм. После литья такая шероховатость достигается специальной обработкой. Уменьшение шероховатости приводит к увеличению КПД насоса. Проточная часть турбины, как правило

выполняется с  $Ra = 6,3$  мкм, а поверхности диска и корпуса — с  $Ra = 10$  мкм. Чем меньше размеры лопаточной машины, тем меньше должна быть шероховатость поверхности.

Существенные потери возникают при обтекании выходных кромок. Кромочные потери, соизмеримые с трением, относятся также к профильным потерям. На выходе из решетки поток подвергается внезапному расширению и за кромкой возникают вихревые отрывные зоны. Чем толще выходная кромка и чем более густая решетка, тем больше кромочные потери. Вытекающий из решетки поток существенно неравномерен (рис. 2.64).

Концевые (вторичные) потери — потери, возникающие у концов лопатки.

Рассмотрим последовательно все потери, которые относятся к концевым:

1. Потери трения на цилиндрических поверхностях, ограничивающих межлопаточный канал по высоте. Парный вихрь.

Трение на внешней и внутренней ограничивающих поверхностях приводит к торможению скорости возле них; наличию градиента скоростей и развитого пограничного слоя. В общем случае влияние трения на наружной и внутренней поверхностях на течение различно, но основные закономерности должны быть аналогичными. Эти потери на трение определяются режимом течения и состоянием поверхности и могут быть оценены с учетом числа  $Re$ . В общем балансе потерь их доля существенна только при малой высоте лопатки. Наличие трения на ограничивающих поверхностях при течении по межлопаточным каналам, которые всегда криволинейны, вызывает паразитные вихревые течения, называемые парным вихрем.

Распределение давления по межлопаточному каналу решетки (для примера взята турбинная решетка) будет разным в среднем по высоте сечения ( $I-I$  на рис. 2.65) и у ограничивающих поверхностей (сечения  $II-II$  и  $III-III$ ). Рассмотрена решетка, имеющая кольцо, охватывающее лопатки и вращающееся вместе с ними (так называемый бандаж).

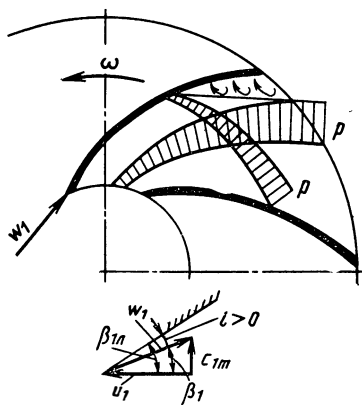


Рис. 2.63. Возможная вихревая зона при обтекании лопаток колеса центробежного насоса с положительными углами атаки

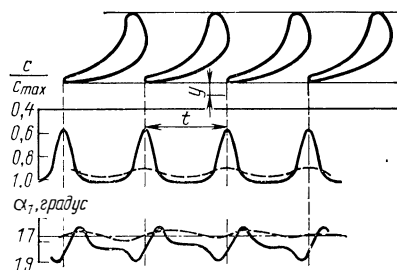


Рис. 2.64. Параметры потока на выходе из решетки:  
 — — — — —  $y/t = 0,1$ ; — — — — —  $y/t = 1,8$   
 $c$  — скорость;  $\alpha_1$  — угол потока

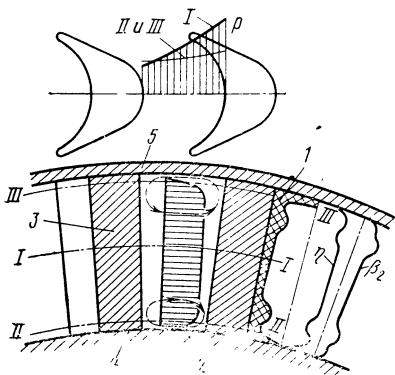


Рис. 2.65. Схема вторичного течения в межлопаточном канале:

1 — пограничный слой; 2 — эпюра относительных скоростей (условно повернута в плоскость чертежа); 3 — лопатка; 4 — диск; 5 — бандаж

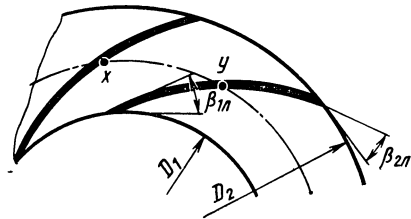
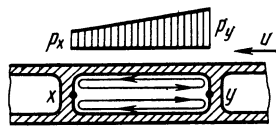


Рис. 2.66. Парный вихрь в каналах колеса центробежного насоса

Вблизи поверхностей, ограничивающих лопатку по высоте, скорость течения меньше и повышение давления на корыте лопатки у этих поверхностей также меньше, чем в середине канала. Следовательно, на частицы газа, находящиеся у корыта лопатки вблизи ограничивающих торцевых поверхностей (сечения II—II и III—III), в радиальном направлении действует перепад давлений, перемещающий их по направлению к ограничивающим поверхностям. Из-за неразрывности течения вдоль ограничивающих поверхностей начинается движение пограничного слоя газа от корыта лопатки к спинке. Этот движущийся пограничный слой тормозится основным потоком и набухает вблизи спинки лопатки (см. рис. 2.65, где справа условно показана толщина пограничного слоя). В свою очередь, движущийся вдоль ограничивающей стенки пограничный слой отесняет пограничный слой на спинке лопатки к середине канала. В результате расширившийся пограничный слой срывается с поверхности спинки в виде двух жгутов.

Такой характер движения пограничных слоев приводит к появлению в межлопаточном канале двух разнонаправленных вихревых течений, называемых парным вихрем. Парный вихрь является паразитным вихревым течением. Отметим, что рассмотренная картина течения является упрощенной моделью сложного пространственного течения в межлопаточных каналах и применяется для большей наглядности.

Затрата энергии на эти вихревые течения довольно велика. На рис. 2.65 справа нанесена примерная картина изменения КПД струек  $\eta$  и угла выхода потока  $\beta_2$ . Наибольшие потери наблюдаются в пограничном слое на спинке лопатки. Так же увеличивается выходной угол потока, что объясняется отрывом пограничного слоя. Чем меньше высота лопатки и чем больше ее ширина, тем большая часть основного потока занята парным вихрем и тем больше относительная доля потери энергии.

Потери на парный вихрь резко возрастают, когда парные вихри смыкаются между собой. При этом потери начинают зависеть от относительной высоты лопатки. Это наступает при отношении  $h_{\text{л}}/b_{\text{л}} = 1 \dots 1,5$ . Вследствие этого короткие лопатки турбин ТНА ЖРД приходится делать достаточно узкими.

Потери на парный вихрь связаны с наличием градиента давления поперек межлопаточного канала. Поэтому все факторы, способствующие увеличению перепада давлений на лопатке, одновременно способствуют увеличению потерь на вторичные течения. Такими факторами являются, например, увеличение кривизны профиля, характеризуемой углом  $180 - (\beta_{\text{л}} + \beta_{\text{2л}})$ , шага и положительных углов атаки.

В межлопаточных каналах насосов также возникает парный вихрь — паразитное вихревое движение, вызванное влиянием стенок, ограничивающих канал по высоте или по ширине. Кориолисовы силы инерции увеличивают интенсивность парного вихря.

На рис. 2.66 показан парный вихрь в поперечном сечении межлопаточного канала центробежного насоса. Парный вихрь уносится основным потоком.

2. Потери, связанные с перетеканием через радиальный зазор.

Характер вторичных течений при наличии радиального зазора усложняется. Газ перетекает через радиальный зазор с корыта, т. е. из полости большего давления, на спинку лопатки (рис. 2.67). Здесь струи перетекающего газа под действием парного вихря и основного потока закручиваются, образуя непарный вихрь. Целесообразно иметь закрытый радиальный зазор, т. е. применять бандаж для перекрытия межлопаточного канала на периферии (см. рис. 2.65) и закрытые колеса центробежных насосов.

3. Веерные потери, возникающие в длинных лопаточных венцах в связи с тем, что оптимальный шаг лопаток (густота) выбирается лишь для какого-либо одного расчетного сечения.

Веерные потери можно снизить, применяя лопатки с переменной хордой, например для осевых машин — с увеличивающейся по радиусу хордой.

4. Потери, связанные с диффузорностью меридионального сечения лопаток.

Для плавного очертания проточной части лопаточных машин часто приходится использовать рабочие лопатки с диффузорным меридиональным сечением (рис. 2.68). Введение диффузорности приводит к дополнительным потерям. Продувка неподвижных лопаток показала, что вторичные потери зависят от угла расширения меридионального сечения  $\lambda$ .

На рис. 2.68 приведены данные испытаний лопаток с бандажом при  $\lambda_{\text{л}} = \lambda_{\text{вт}} = \lambda$ , при относительном шаге решетки  $t/b_{\text{л}} = 0,65$ ; при угле входа  $\beta_{\text{1л}} = 35^\circ$ ; при степени реактивности решетки  $\rho = 0 \dots 0,15$ . Пограничный слой у ограничивающих поверхностей в направлении течения газа вследствие диффузорности утолщается, и возможно отрывное течение.

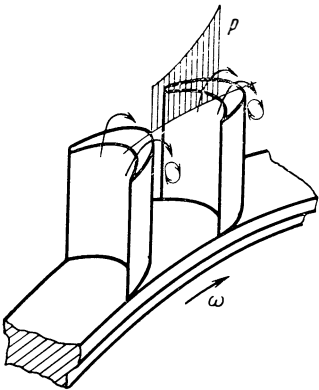


Рис. 2.67. Схема перетекания жидкости (газа) в лопатках без бандаж

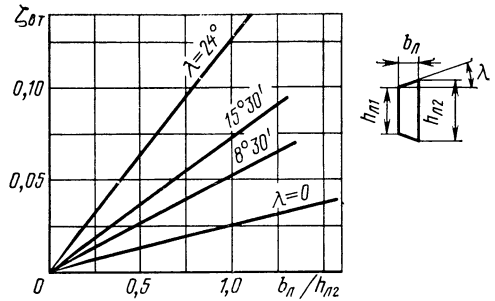


Рис. 2.68. Зависимость коэффициента вторичных потерь  $\zeta_{02}$  от  $b_n/h_{n2}$  при различных углах расширения меридионального сечения  $\lambda$

Дополнительные потери — это потери, существующие помимо профильных и концевых. К дополнительным потерям относятся:

1. Потери, связанные с нестационарностью потока.

Потери возникают вследствие выравнивания неравномерных полей скоростей и давлений в потоке газа, вытекающего из решетки. Нарушение осевой симметрии течения в решетках, которое может иметь место при нерасчетных режимах или технологических погрешностях изготовления решеток и при несимметричности подводящих и отводящих каналов приводит к заметному увеличению этих потерь.

Рабочая решетка обтекается неравномерным потоком из-за наличия кромочных следов с периодичностью, зависящей от числа направляющих лопаток и частоты вращения рабочего колеса (см. рис. 2.64), что также приводит к потерям энергии.

2. Потери, связанные с вращением решетки.

При вращении могут возникнуть потери от перетекания в рабочей решетке, возникающего под действием инерционных сил. На жидкость, текущую по решетке в относительном движении, действуют центробежная и кориолисова силы инерции. В осевых машинах кориолисова сила инерции действует в радиальном направлении (см. рис. 2.31). Вращение рабочих лопаток может изменить профильные и вторичные потери ввиду влияния центробежных и кориолисовых сил инерции на пограничный слой.

Введем коэффициенты, оценивающие потери в лопаточных решетках. Обычно потери в лопаточных решетках оцениваются отношением полного давления на выходе из решетки к полному давлению на входе в нее, которое называется коэффициентом полного давления

$$\sigma = p_{02}/p_{01}. \quad (2.175)$$

В турбинах потери в решетках принято определять скоростными коэффициентами. В сопловых решетках скоростной коэффи-

коэффициент для струйки представляет собой отношение действительной скорости истечения к адиабатной:

$$\varphi = c_1/c_{1ад}. \quad (2.176)$$

В рабочих решетках скоростной коэффициент для струйки — это отношение действительной скорости на выходе к адиабатной:

$$\psi = \omega_2/\omega_{2ад}. \quad (2.177)$$

При неравномерном потоке скоростной коэффициент — это отношение осредненной действительной скорости к скорости при отсутствии потерь.

Между коэффициентами  $\sigma$  и  $\varphi$  или  $\psi$  имеется следующая связь:

$$\sigma_1 = \left[ \frac{1 - \frac{k-1}{k+1} \left( \frac{\lambda_{c_1}}{\varphi} \right)^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_{c_1}^2} \right]^{k/(k-1)} = \frac{\pi(\lambda_{c_{1ад}})}{\pi(\lambda_{c_1})}, \quad (2.178)$$

где  $\pi(\lambda_{c_{1ад}}) = p_1/p_{00}$  и  $\pi(\lambda_{c_1}) = p_1/p_{01}$ ;

$$\sigma_2 = \left[ \frac{1 - \frac{k-1}{k+1} \left( \frac{\lambda\omega_2}{\psi} \right)^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda\omega_2^2} \right]^{k/k-1} = \frac{\pi(\lambda\omega_{2ад})}{\pi(\lambda\omega_2)}. \quad = \frac{p_{2в} p_{02в}}{p_{2в} p_{02в}} p_2$$

Коэффициент потерь в решетке может быть определен по формуле

$$\zeta_1 = 1 - c_1^2/c_{1ад}^2 = 1 - \varphi^2. \quad (2.180)$$

Коэффициент полезного действия решетки

$$\eta = 1 - \zeta_1 = \varphi^2. \quad (2.181)$$

Профильные потери могут быть определены продувкой или проливкой плоских решеток. Сумма профильных и вторичных потерь для осевых машин определяется продувкой или проливкой кольцевых решеток. Все потери в решетках могут быть определены только путем измерения полей полных давлений на работающей машине, что всегда связано со значительными трудностями.

Значение профильных потерь для выбранной решетки турбин определяется по атласам [3].

**Потери в подводах и отводах.** Потери в подводящих и отводящих каналах можно свести к двум видам потерь: потерям от трения и потерям от местных сопротивлений.

Потери от трения в сложных подводящих и отводящих каналах можно определить как потери в трубопроводах произвольной формы путем нахождения потерь в эквивалентном трубопроводе округлого сечения с таким же гидравлическим диаметром, как у каналов.

Гидравлический диаметр находится по известной формуле

$$D_r = 4F/P, \quad (2.182)$$

где  $F$  — площадь поперечного сечения канала;  $P$  — периметр сечения канала.

Тогда потери трения в канале, определяемые отношением  $\Delta p_0/\rho$  при  $\rho = \text{const}$  или  $M < 0,2 \dots 0,4$  будут равны

$$\frac{\Delta p_0}{\rho} = \frac{p_{01} - p_{02}}{\rho} = \lambda \frac{l}{D_{г. ср}} \frac{c_{ср}^2}{2}, \quad (2.183)$$

где  $c_{ср}$  — средняя скорость течения;  $l$  — длина канала;  $\rho$  — средняя плотность;  $D_{г. ср}$  — средний гидравлический диаметр.

Для каналов  $\lambda$  зависит от числа  $Re$  и шероховатости стенок канала.

При  $Re > 5 \cdot 10^3$  ( $Re = c_{ср} D_{г. ср} / \nu$ ) для гладких стенок  $\lambda = 0,316/Re^{0,25}$  и для шероховатых стенок  $\lambda = \frac{1}{\left(1,74 + 2 \lg \frac{D_{г. ср}}{2k}\right)^2}$ ,

где  $k$  — абсолютная шероховатость.

Потери от местных сопротивлений — это потери на местное изменение площадей сечений, потери на смешение струй, потери на поворот потока и потери, связанные с диффузностью канала. Например, в центробежных насосах к местным потерям можно отнести потери на поворот в случае коленообразного или полуспирального подвода и потери на смешение при выходе потока из колеса в спиральный отвод.

Потери на местные сопротивления оценивают по общей формуле

$$\Delta p_0/\rho = \xi c^2/2, \quad (2.184)$$

где  $\xi$  — коэффициент местного сопротивления;  $c$  — характерная скорость течения в канале (обычно перед местным сопротивлением).

Конкретные значения коэффициентов местных сопротивлений находят опытным путем. Опытные данные систематизируют в справочниках. Для лопаточных машин ЖРД коэффициенты местных потерь будут приведены при изложении конкретного материала по насосам и турбинам ЖРД. Оценку потерь в каналах можно производить также с помощью коэффициентов полного давления, см. формулу (2.175).

#### 2.12.2.2. Дисковые потери

**Потери от дискового трения.** При вращении диска колеса лопаточной машины затрачивается дополнительная мощность, назовем ее мощностью дисковых потерь. Иногда дисковые потери относят к механическим.

При вращении диска жидкость (газ) в зазоре также начинает вращаться в результате действия сил трения. Наличие окружной составляющей скорости приводит к появлению радиальных течений жидкости в зазоре. Примерный вид линии тока в меридиональной плоскости радиального колеса показан на рис. 2.69. Эпюра окружных составляющих скорости потока в сечении  $I-I$  (рис. 2.69) зазора между диском колеса и корпусом приведена на рис. 2.70. Момент трения диска колеса лопаточной машины  $M_{тр. д}$  возникает в результате трения слоев жидкости.

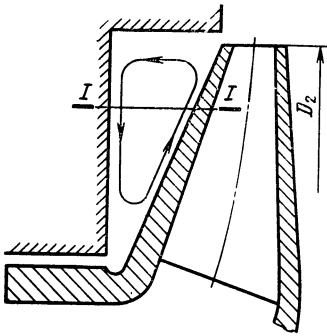


Рис. 2.69. Линия тока жидкости в осевом зазоре между диском колеса и корпусом

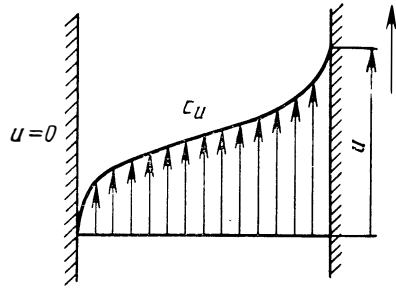


Рис. 2.70. Эпюра окружных составляющих скорости потока в сечении I—I (см. рис. 2.69) осевого зазора между диском колеса и корпусом

Выведем зависимость мощности трения диска от параметров колеса для несжимаемой жидкости. Режим трения диска можно считать турбулентным, тогда касательное напряжение  $\tau$  пропорционально произведению плотности жидкости и кинетической энергии, подсчитанной по относительной скорости поверхности диска жидкости. В данном случае скорость вращения диска относительно неподвижной жидкости является окружной скоростью  $u$ , поэтому

$$\tau = C'_{\text{тр. д}} \rho u^2 / 2,$$

где  $C'_{\text{тр. д}}$  — коэффициент трения;  $\rho$  — плотность жидкости в зазоре.

Момент трения диска может быть найден путем интегрирования:

$$M_{\text{тр. д}} = \int_0^{r_2} \tau r 2\pi r dr,$$

где  $r_2$  — наружный радиус диска,

$$\text{или } M_{\text{тр. д}} = \pi C'_{\text{тр. д}} \rho \omega^2 \int_0^{r_2} r^4 dr.$$

После интегрирования получим

$$M_{\text{тр. д}} = C_{\text{тр. д}} \rho r_2^5 \omega^2, \quad (2.185)$$

где  $C_{\text{тр. д}}$  — коэффициент трения диска, включающий в себя все постоянные.

Мощность дискового трения определяется по формуле

$$N_{\text{тр. д}} = 2M_{\text{тр. д}} \omega$$

(коэффициент 2 учитывает трение по внешним сторонам обоих дисков) или

$$N_{\text{тр. д}} = 2C_{\text{тр. д}} \rho r_2^5 \omega^3. \quad (2.186)$$

Обратим внимание на то, что мощность трения боковых поверхностей дисков пропорциональна пятой степени радиуса и кубу



угловой скорости, т. е. угловая скорость и особенно максимальный радиус сильно влияют на мощность дискового трения.

Коэффициент трения  $C_{тр.д}$  зависит от числа  $Re$ . Для гладких дисков, принимая, что угловая скорость вращения жидкости в зазоре в среднем равна половине угловой скорости колеса, с учетом опытных данных для  $Re > 10^5$  получаем

$$C_{тр.д} = 0,039/\sqrt[5]{Re}, \quad (2.187)$$

где  $Re = r_2^2 \omega / \nu$ .

**Другие потери, относимые к дисковым.** К группе потерь, условно названных дисковыми, помимо потерь от дискового трения, относятся также потери, связанные с подводом рабочего тела к колесу не по всей окружности, а лишь по части ее (потери на парциальность, см. разд. 4.5.2.2). К дисковым потерям относятся также потери мощности, связанные с работой колеса на нерасчетных режимах, например в насосах потери от «гидравлического торможения» при малых расходах (см. разд. 3.1.2.2).

Наличие дисковых потерь в насосах увеличивает требуемую мощность привода, а в турбинах уменьшает эффективную мощность. Дисковые потери переходят в теплоту, и, если пренебречь внешним теплообменом, эта теплота целиком подводится к рабочей жидкости. Название «дисковые потери» означают, что эти потери относятся к рабочему колесу (к ступени) в целом. Затрата работы на компенсацию дисковых потерь определяется формулой

$$L_d = N_d / \eta. \quad (2.188)$$

### 2.13. ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ И ТЕПЛОВЫЕ ДИАГРАММЫ

Рассмотрим основные термодинамические соотношения для процессов в лопаточных машинах, происходящих с трением и в результате этого с подводом теплоты к жидкости. Под работой сопротивления  $L_{сопр}$ , см. формулу (2.69), будем понимать удельную работу, затрачиваемую на компенсацию всех внутренних потерь. Для течения без внешнего теплообмена

$$dL_{сопр} = dQ.$$

Применив уравнение первого закона термодинамики  $dQ = di - v dp$ , получим

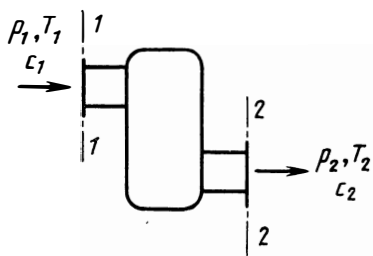
$$di = v dp + dL_{сопр}. \quad (2.189)$$

Прибавим по дифференциалу кинетической энергии  $d(c^2/2)$  к левой и правой частям уравнения (2.189):

$$di + d(c^2/2) = v dp + d(c^2/2) + dL_{сопр}. \quad (2.190)$$

В этом разделе, в отличие от разд. 2.8, индексами 1 и 2 будем отмечать входное 1—1 и выходное 2—2 сечения машины в целом, а не рабочего колеса (рис. 2.71).

Рис. 2.71. Граничные сечения лопаточной машины



Проинтегрируем уравнение (2.190), взяв за пределы интегрирования параметры в сечениях 2—2 и 1—1:

$$i_2 + c_2^2/2 - i_1 - c_1^2/2 = \\ = \int_1^2 v dp + (c_2^2 - c_1^2)/2 + L_{\text{с опр.}}$$

Левая часть, характеризуемая изменением полной энтальпии жидкости, будет равна удельной энергии, переданной жидкости,

$$H_{\text{вн}} = i_{02} - i_{01} = \int_1^2 v dp + (c_2^2 - c_1^2)/2 + L_{\text{с опр.}} \quad (2.191)$$

В общем случае жидкости передается энергия не только от лопаточного аппарата колеса  $H_T$ , но также работа, затраченная на дисковые потери  $L_d$ , следовательно

$$H_{\text{вн}} = H_T + L_d \quad (2.192)$$

Первые два члена правой части уравнения (2.191) составляют напор  $H$ , который характеризует действительное приращение удельной механической энергии жидкости. Для несжимаемой жидкости получим, как и ранее (см. разд. 1),

$$H = (p_2 - p_1)/\rho + (c_2^2 - c_1^2)/2.$$

Для сжимаемой жидкости (газа) процесс повышения давления политропный и действительный (политропный) напор

$$H = \int_1^2 dp/\rho + (c_2^2 - c_1^2)/2.$$

Для турбины соответственно внутренняя работа, т. е. работа, соответствующая изменению полной энтальпии газа

$$L_{\text{вн}} = i_{02} - i_{01} = \int_1^2 dp/\rho + (c_1^2 - c_2^2)/2 - L_{\text{с опр.}} \quad (2.193)$$

Внутренняя работа турбины будет меньше работы, передаваемой газом лопаточному аппарату в проточной части турбины  $L_u$  в связи с затратой работы на дисковые потери:

$$L_{\text{вн}} = L_u - L_d \quad (2.194)$$

Работа дискового трения передается газу и повышает его энтальпию на выходе, а работа, переданная валу, соответственно уменьшается.

Для турбины, используемой для привода агрегатов, в том числе насосов ТНА ЖРД, удельная скоростная энергия газов на выходе из турбины  $c_2^2/2$  относится к так называемым скоростным потерям, см. формулу (2.172).

Величина  $\int_2^1 dp/\rho + c_1^2/2$  равна располагаемой политропной работе расширения  $L_{0\text{пол}}$ .

Для газов, подчиняющихся уравнению состояния  $p\nu = RT$ , для адиабатного процесса

$$\begin{aligned} L_{0\text{ад}} &= i_{01} - i_{2\text{ад}} = c_p(T_{01} - T_{2\text{ад}}) = \int_2^1 v dp + c_1^2/2 = \\ &= \frac{k}{k-1} (p_{01}v_{01} - p_{2\text{ад}}v_{2\text{ад}}) = \frac{k}{k-1} RT_{01} \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_{01}} \right)^{(k-1)/k} \right]. \end{aligned}$$

Для насоса, работающего на сжимаемой жидкости (компрессора), можно вывести понятие адиабатного напора

$$\begin{aligned} H_{\text{ад}} &= i_{02\text{ад}} - i_{01} = c_p(T_{02\text{ад}} - T_{01}) = \int_1^{2\text{ад}} v dp + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2} = \\ &= \frac{k}{k-1} (p_{02}v_{02\text{ад}} - p_{01}v_{01}) = \frac{k}{k-1} RT_{01} \left[ \left( \frac{p_{02}}{p_{01}} \right)^{(k-1)/k} - 1 \right]. \end{aligned}$$

Для насоса (компрессора) адиабатный напор является минимальным напором, который необходимо передать жидкости для повышения давления до заданного значения. Для турбины адиабатная работа является теоретической располагаемой работой. В турбинах за теоретическую располагаемую работу чаще принимаю работу адиабатного расширения от входных параметров торможения до выходных статических параметров:

$$L_{0\text{ад}} = i_{01} - i_{2\text{ад}}.$$

Эта работа является максимальной теоретической работой с полным использованием выходной скорости.

Действительные процессы являются политропными с подводом теплоты в результате работы сил трения. При подводе теплоты объем сжимаемой жидкости (газа) увеличивается. При этом работа расширения и работа сжатия тоже увеличиваются. Это видно при отражении процесса в лопаточной машине  $p - v$ -диаграммой.

Рассмотрим  $p - v$ -диаграмму процесса в турбине, работающей на газе или паре (рис. 2.72). Для наглядности примем  $c_1 = 0$  и  $c_2 = 0$ . Адиабатная работа турбины в координатах  $p - v$  как разность энтальпий  $i_1 - i_{2\text{ад}}$  изобразится площадью 1-2<sub>ад</sub>-3-4. Линия 1-2<sub>ад</sub> соответствует адиабате. Действительный процесс расширения протекает с подводом теплоты. Линия, изображающая этот процесс, будет политропной  $p\nu^n$  с показателем  $n$ . Линия политропы 1-2, отражающая процесс подвода теплоты, проходит более полого, чем адиабата. Удельные объемы газа в результате подвода теплоты возрастают. Следовательно, работа расширения газа (назовем ее условно политропной)

$$L_{\text{пол}} = \int_2^1 v dp$$

Рис. 2.72.  $p-v$ -диаграмма процесса в турбине

будет изображаться в координатах  $p-v$  площадью  $1-2-3-4$ . Она является действительной располагаемой работой. Эта работа больше работы адиабатного расширения.

Разность политропной и адиабатной работ является дополнительной работой объемного расширения, полученной вследствие подвода теплоты от работы сил трения:

$$L_{\text{пол}} = L_{\text{ад}} + H_v, \quad (2.195)$$

где  $H_v$  — возвращаемая часть работы трения, реализуемой в виде дополнительной работы расширения, поэтому обозначение соответствует приращению энергии. Обычно  $H_v$  составляет 15 ... 20 % от всей работы сил трения.

Разность  $L_{\text{сопр}}$  и  $H_v$  является безвозвратно теряемой частью всей работы сил трения:

$$L_{\text{пот}} = L_{\text{сопр}} - H_v. \quad (2.196)$$

Разность всей располагаемой работы расширения  $L_{\text{пол}}$  и всей работы сопротивления  $L_{\text{сопр}}$  определяет внутреннюю работу турбины, см. формулу (2.193):

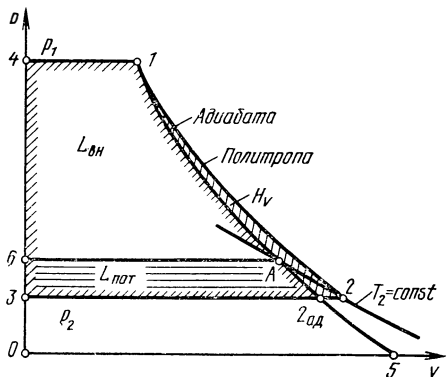
$$L_{\text{пол}} - L_{\text{сопр}} = i_1 - i_2 = L_{\text{вн}}. \quad (2.197)$$

Из формул (2.195), ..., (2.197) следует, что

$$L_{\text{вн}} = L_{\text{ад}} - L_{\text{пот}}. \quad (2.198)$$

Внутреннюю работу турбины можно также показать в координатах  $p-v$ . Энтальпия  $i_1$  в координатах  $p-v$  (см. рис. 2.72) графически изображается площадью  $0-4-1-5$ ; энтальпия  $i_2$  — площадью  $0-6-A-5$ . Точка  $A$  найдена пересечением изотермы  $T_2$  с адиабатой, проходящей через точку  $1$ . Площадь  $1-A-6-4$  пропорциональна разности энтальпий  $i_1 - i_2 = L_{\text{вн}}$ . Площадь  $3-6-A-2_{\text{ад}}$  соответствует действительной затрате механической энергии на трение, т. е. работе  $L_{\text{пот}}$ . Полная работа сопротивления изображается суммой площадей  $3-6-A-2_{\text{ад}}$  и  $1-2-2_{\text{ад}}$ .

Практически для расчетов лопаточных машин чаще используют диаграммы энтальпия—энтропия ( $i-s$ -диаграммы), хотя в них не показаны все составляющие баланса работ, в частности не показана дополнительная работа объемного расширения. Во многих случаях использование  $i-s$ -диаграмм позволяет наиболее просто и наглядно изображать процесс в лопаточных машинах. Для таких рабочих тел, как пары, реальные газы и жидкости, применение



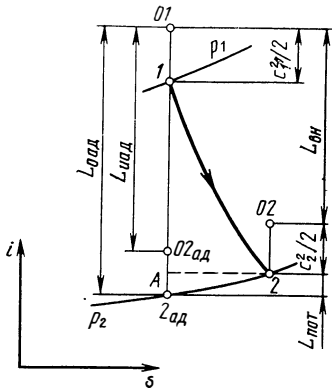


Рис. 2.73.  $i-s$ -диаграмма процесса в турбине

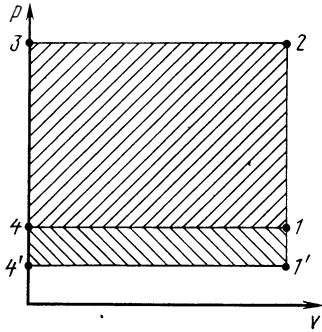


Рис. 2.74.  $p-v$ -диаграмма процесса в насосе (для несжимаемой жидкости)

$i-s$ -диаграмм существенно упрощает расчеты, так как связь параметров этих веществ часто бывает затруднительно представить в аналитическом виде. Особенно широко  $i-s$ -диаграммы применяются при расчетах турбины.

На рис. 2.73 отображен процесс в турбине в координатах  $i-s$ . Точка 1 соответствует статическим параметрам входа, точка O1 — заторможенным параметрам входа. Точка 2<sub>ад</sub> характеризует состояние газа при его адиабатном расширении до давления  $p_2$ , точка O2<sub>ад</sub> — состояние газа на выходе из турбины при адиабатном процессе по параметрам торможения. Точка 2 соответствует действительному процессу расширения газа (с учетом всех внутренних потерь).

Разность энтальпий  $i_{01} - i_{2ад}$  характеризует располагаемую адиабатную работу  $L_{0ад}$  (точка A на рис. 2.72 соответствует точке A на рис. 2.73). Разность энтальпий  $i_{01} - i_{02ад}$  соответствует работе  $L_{u ад}$ , которая отбиралась бы у газа и передавалась к колесу при идеальном адиабатном процессе.

Отрезок  $i_{02ад} - i_{2ад}$  характеризует потерю энергии с выходной скоростью в идеальной турбине. Разность энтальпий  $i_{01} - i_{02}$  характеризует внутреннюю работу турбины  $L_{вн}$ . Работа  $L_{вн}$  соответствует полному изменению энергии газа. При  $c_1 = c_2 = 0$ , как это принималось при рассмотрении процесса в  $p-v$ -диаграмме,  $L_{вн} = i_1 - i_2$ .

Отрезок 2—2<sub>ад</sub> соответствует теряемой части работы  $L_{пот}$  в связи с наличием работы трения в проточной части и трения диска.

Рассмотрим основные термодинамические соотношения для насосов (компрессоров), принимая  $c_2 = c_1$ . Наиболее общим случаем является работа насоса на сжимаемой жидкости, но большинство насосов работает на практически несжимаемой жидкости. Насос ЖРД, как правило, прокачивает несжимаемую жидкость. Изображение его работы в координатах  $p-v$  представлено на рис. 2.74.

Линия 1—2 одновременно является изотермой, адиабатой и изохорой. Площадь 1—2—3—4 пропорциональна напору насоса

$$H = (p_2 - p_1)/\rho.$$

Работа трения не связана с увеличением объема и условно может быть показана как площадь 1—1'—4'—4. Тогда в  $p-v$ -диаграмме площадь 1'—2—3—4' будет соответствовать внутреннему напору.

Для насоса, перекачивающего сжимаемую жидкость, например жидкий водород (и для компрессора), процесс в  $p-v$ -диаграмме изобразится так, как показано на рис. 2.75. Площадь 1—2<sub>ад</sub>—3—4 соответствует минимальной работе сжатия (адиабатной). Подвод теплоты вследствие потерь трения (в том числе дисковых потерь) и нагрева в результате возврата утечек увеличивает объем прокачиваемой жидкости и дополнительно увеличивает работу насоса (компрессора) на величину  $L_v$ .

Действительный процесс повышения давления изображается линией 1—2, соответствующей политропе, т. е. процессу с подводом теплоты ( $n > k$ ). Дополнительное увеличение работы  $L_v$  изображается в  $p-v$ -диаграмме площадью 1—2<sub>ад</sub>—2. Не только работа  $L_v$  затрачивается из-за потерь. Полная работа, затрачиваемая из-за трения, является суммой работы сил трения и дополнительной работы, возникшей в связи с увеличением объема при подводе теплоты трения:

$$L_{\text{пот}} = L_{\text{сопр}} + L_v. \quad (2.199)$$

Площадь 1—2—3—4 пропорциональна работе  $\int_1^2 v dp$ , т. е. работе, затраченной на увеличение механической энергии жидкости при

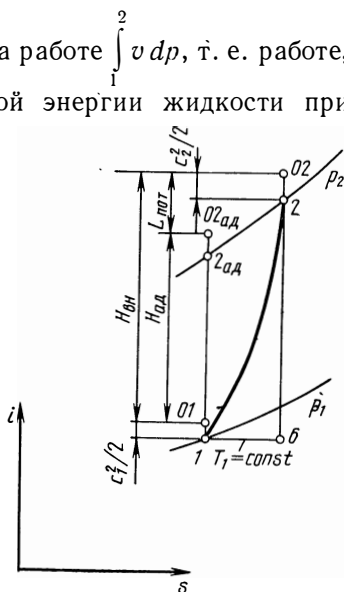
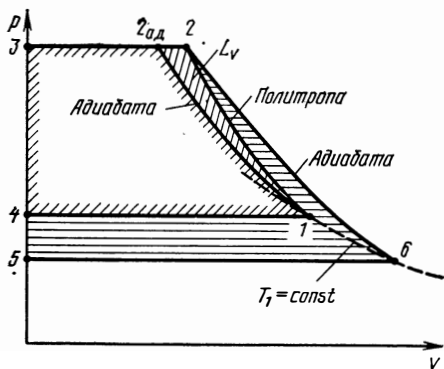


Рис. 2.75.  $p-v$ -диаграмма процесса в насосе (компрессоре) для сжимаемой жидкости

Рис. 2.76.  $i-s$ -диаграмма процесса в насосе (компрессоре)

повышении давления от  $p_1$  до  $p_2$ , т. е. политропному напору:

$$H_{\text{пол}} = \int_1^2 v dp = \int_1^{2_{\text{ад}}} v dp + L_v = H_{\text{ад}} + L_v = H. \quad (2.200)$$

Эту величину и следует называть напором насоса (компрессора), так как она соответствует действительному приращению удельной механической энергии жидкости. Полная внутренняя работа, затраченная на повышение давления 1 кг массы, изображается площадью 5—6—2—3 в соответствии с формулой (2.191) как разность энтальпий при  $c_1 = c_2$ :

$$H_{\text{вн}} = i_2 - i_1.$$

Точка 6 находится пересечением изотермы  $T_1 = \text{const}$ , проведенной через точку 1, с адиабатой, проходящей через точку 2. Площадь 1—2—6—5—4 характеризует работу сопротивления  $L_{\text{сопр}}$ . Полная затрата энергии в связи с потерями трения и подводом в результате этого теплоты к жидкости соответствует площади 4—1—2<sub>ад</sub>—2—6—5.

Процесс в насосе (компрессоре) в координатах  $i$ — $s$  изображен на рис. 2.76. Адиабатный процесс изображается линией, параллельной оси ординат. Полное приращение энергии жидкости при адиабатном процессе соответствует разности энтальпий

$$i_{02\text{ад}} - i_{01} = H_{\text{ад}}.$$

Действительный процесс с учетом всех потерь изображается линией 1—2.

Разность энтальпий  $i_{02} - i_{01}$  соответствует затрате удельной энергии  $H_{\text{вн}}$  (при  $c_2 = c_1$  энергия  $H_{\text{вн}} = i_2 - i_1$ , как было принято при построении  $p$ — $v$ -диаграммы, см. рис. 2.75).

Разность полного изменения энергии жидкости и изменения энергии при адиабатном процессе ( $i_{02} - i_{02\text{ад}}$ ) характеризует  $L_{\text{пот}}$ , см. формулу (2.199). (Точка 6, см. рис. 2.75, перенесена для наглядности и на рис. 2.76). В связи с потерями и увеличением объема жидкости приходится затрачивать бóльшую энергию, чтобы получить заданные параметры  $p_2$  и  $c_2$  на выходе.

Для несжимаемой жидкости  $L_v = 0$  и действительное приращение удельной механической энергии жидкости (действительный напор) равно адиабатному напору  $H = H_{\text{ад}}$ .

## 2.14. БАЛАНС МОЩНОСТЕЙ И КПД

### 2.14.1. Балансы мощностей

Мощность  $N_a$ , выражаемая формулой (2.27), не является мощностью на валу. Для насоса и компрессора мощность на валу (потребляемая мощность) будет больше на величину мощности, связанной с расходными, дисковыми и механическими потерями.

Для турбины мощность на валу (развиваемая мощность) в результате потерь будет меньше располагаемой мощности  $N_{0\text{ад}}$ . Чтобы

найти действительную мощность лопаточной машины, нужно измерить крутящий момент на валу и угловую скорость вращения:

$$N = M_{\text{изм}} \omega. \quad (2.201)$$

Этот путь используют для определения мощности при испытании лопаточных машин.

При проектировании лопаточной машины необходимо рассчитать ее мощность. Решить эту задачу путем расчетного определения крутящего момента или суммарного момента сопротивления достаточно сложно. В практике проектирования лопаточных машин определяют мощность путем расчета располагаемой или потребной мощности и оценки потерь введением коэффициентов полезного действия.

Для насоса и компрессора минимальная потребная мощность определяется как адиабатная полезная мощность, т. е. мощность, которую потреблял бы насос (компрессор) для повышения давления и скорости до заданных значений при отсутствии всяких потерь:

$$N_{\text{ад}} = H_{\text{ад}} \dot{m}, \quad (2.202)$$

где  $\dot{m}$  — расход жидкости, поступающей в систему.

Для насоса и компрессора, работающих на сжимаемой жидкости, действительный напор — это политропный напор  $H_{\text{пол}}$ , см. формулу (2.200). В связи с этим для компрессорных машин, работающих на газах и сжимаемых жидкостях, можно ввести понятие о политропной (полезной) мощности

$$N_{\text{пол}} = H_{\text{пол}} \dot{m} = H \dot{m}. \quad (2.203)$$

При работе на несжимаемой жидкости понятия  $N_{\text{ад}}$  и  $N_{\text{пол}}$  совпадают, так как подвод теплоты от потерь не меняет объема жидкости в процессе нагнетания. В компрессорах чаще принято определять полезную мощность как адиабатную, так как ее значение определяется по входным параметрам и выходному давлению без детального расчета компрессора.

Для турбины располагаемая мощность  $N_{\text{оад}}$  как максимальная энергия, которая может быть отобрана от жидкости в единицу времени, определяется произведением адиабатной работы расширения 1 кг газа  $L_{\text{оад}}$ , подсчитанной по параметрам торможения на входе и статическим параметрам на выходе (см. рис. 2.73), на массовый расход газа, подводимого к турбине:

$$N_{\text{оад}} = L_{\text{оад}} \dot{m}. \quad (2.204)$$

Располагаемая мощность турбины — это максимально возможная мощность, которую развивала бы турбина при отсутствии потерь. Действительной располагаемой мощностью турбины является мощность, подсчитанная по политропной работе:

$$N_{\text{пол}} = L_{\text{пол}} \dot{m}. \quad (2.205)$$

Как правило, расчет КПД ведут по адиабатной располагаемой мощности, что удобно, так как она легко определяется по входным параметрам и выходному давлению без подробного расчета турбины.



Уточним понятие окружной мощности (мощности на окружности колеса), см. формулу (2.27). Для насоса

$$N_u = H_T \dot{m}', \quad (2.206)$$

где  $\dot{m}' = \dot{m} + \dot{m}_y$  — массовый расход через колесо насоса, превышающий на расход утечек  $\dot{m}_y$  расход жидкости, подаваемой в систему.

Окружная мощность насоса — это механическая энергия, переданная колесом массе жидкости, проходящей через колесо в единицу времени,  $\dot{m}$ .

Для турбины

$$N_u = L_u \dot{m}'. \quad (2.207)$$

Здесь  $\dot{m}' = \dot{m} - \dot{m}_y$ , где  $\dot{m}$  — расход газа через турбину (в отдельных случаях расход газа через колесо турбины может увеличиваться в связи с подсосом).

Окружная мощность турбины — это механическая энергия, переданная колесу массой жидкости, проходящей через него в единицу времени,  $\dot{m}'$ .

Введем понятие внутренней мощности лопаточной машины. Внутренняя мощность насоса — мощность, потребляемая насосом при отсутствии механических потерь:

$$N_{\text{вн}} = H_{\text{вн}} \dot{m}'. \quad (2.208)$$

Ее можно представить как сумму окружной мощности  $N_u$  и мощности дисковых потерь  $N_{\text{д}}$ :

$$N_{\text{вн}} = N_u + N_{\text{д}}. \quad (2.209)$$

Полная мощность  $N_{\text{н}}$ , потребляемая насосом, больше внутренней мощности  $N_{\text{вн}}$  на мощность механических потерь  $N_{\text{мех}}$ :

$$N_{\text{н}} = N_{\text{вн}} + N_{\text{мех}}. \quad (2.210)$$

Полную мощность насоса можно определить так же, как сумму окружной мощности, мощности дисковых потерь и мощности механических потерь:

$$N_{\text{н}} = N_u + N_{\text{д}} + N_{\text{мех}}. \quad (2.211)$$

Внутренняя мощность турбины — произведение внутренней работы на действительный массовый расход через колесо турбины:

$$N_{\text{вн}} = L_{\text{вн}} \dot{m}'. \quad (2.212)$$

Ее можно представить как разность окружной мощности и мощности дисковых потерь:

$$N_{\text{вн}} = N_u - N_{\text{д}}. \quad (2.213)$$

Эффективная мощность турбины  $N_{\text{т}}$  меньше внутренней на мощность механических потерь:

$$N_{\text{т}} = N_{\text{вн}} - N_{\text{мех}}. \quad (2.214)$$

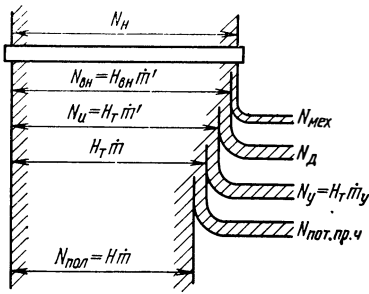


Рис. 2.77. Диаграмма баланса мощностей насоса (для несжимаемой жидкости)

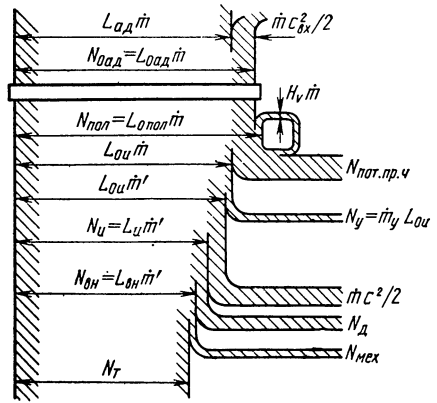


Рис. 2.78. Диаграмма баланса мощностей турбины

Эффективную мощность турбины можно также представить как разность окружной мощности и мощностей дисковых и механических потерь:

$$N_T = N_u - N_d - N_{\text{мех}}. \quad (2.215)$$

Доля мощности собственно механических потерь обычно очень мала, но с учетом мощности на привод импеллеров для насоса она может составить заметную величину. Для ТНА механические потери обычно относят к насосам, тогда механический КПД турбины будет равен единице.

На рис. 2.77 приведена диаграмма баланса мощностей насоса. Мощность, подведенная к насосу  $N_H$ , расходуется на создание полезной мощности  $N_{\text{пол}}$  (для сжимаемой жидкости это  $N_{\text{ад}}$ ), мощности механических потерь  $N_{\text{мех}}$ , мощности дисковых потерь  $N_d$ , мощности потерь из-за утечек  $N_y$ , мощности гидравлических потерь в проточной части насоса ( $m'$  — массовый расход через колесо,  $m$  — расход жидкости, отдаваемой насосом в систему).

На рис. 2.78 приведена диаграмма баланса мощностей турбины. Эффективная (полезная) мощность турбины меньше располагаемой  $N_{\text{оад}}$  ввиду потерь. Потери мощности неизбежны в связи с сопротивлением в проточной части, потерями, связанными с утечками рабочего тела в зазорах рабочего колеса, потерями с выходной скоростью, дисковыми и механическими потерями.

Введем понятие КПД, оценивающих различные потери при работе лопаточной машины. В данном разделе проведем классификацию КПД и дадим их определение. Зависимость КПД от конструктивных параметров и параметров режима будет рассмотрена при изложении материала, относящегося к насосам и турбинам ЖРД. КПД будут характеризоваться отношением мощностей, учитывая отдельными видами потерь. Эти мощности приведены на рис. 2.77 и 2.78. При одинаковых массовых расходах КПД выражаются отношениями соответствующих работ.

## 2.14.2. Гидравлический КПД. Окружной КПД турбины

Гидравлическим (адиабатным) КПД насосов (компрессоров) называется отношение адиабатного напора к теоретическому:

$$\eta_r = H_{ад}/H_T. \quad (2.216)$$

Поскольку

$$H_T = H_{ад} + L_v + L_{сопр. пр. ч}. \quad (2.217)$$

(индекс «сопр. пр. ч.» обозначает сопротивление проточной части), то  $\eta_r = 1 - (L_v + L_{сопр. пр. ч})/H_T = 1 - L_{пот. пр. ч}/H_T$ , где  $L_{пот. пр. ч}$  — работа, расходуемая на компенсацию потерь в проточной части.

Гидравлический (адиабатный) КПД оценивает работу  $L_v$ , связанную с подводом теплоты от всех потерь, и чисто гидравлические потери, которые определяются гидравлическими сопротивлениями. Для несжимаемой жидкости

$$\eta_r = H/H_T = 1 - L_{сопр. пр. ч}/H_T. \quad (2.218)$$

При работе на сжимаемой жидкости гидравлическим КПД будет, по существу, гидравлический политропный КПД:

$$\eta_{г. пол} = H/H_T = H_{пол}/H_T. \quad (2.219)$$

Для турбины гидравлический (адиабатный) КПД определяется отношением окружной работы  $L_{0u}$ , определенной по параметрам торможения, т. е. суммы работы  $L_u$ , совершенной газом при протекании по проточной части турбины, и кинетической энергии на выходе:

$$L_{0u} = L_u + c_2^2/2, \quad (2.220)$$

к располагаемой адиабатной работе.

Таким образом,  $L_{0u}$  — это работа, которую совершил бы газ при полном использовании скоростной энергии с вычетом энергии, расходуемой на гидравлические потери. При этом

$$\eta_r = L_{0u}/L_{0ад} = 1 - (L_{сопр. пр. ч} - H_v)/L_{0ад} = 1 - (L_{пот. пр. ч})/L_{0ад}. \quad (2.221)$$

Гидравлический КПД турбины оценивает необратимую затрату энергии на гидравлические потери в проточной части турбины. Иногда его называют КПД по параметрам торможения.

Гидравлический политропный КПД турбины можно определить отношением

$$\eta_{г. пол} = L_{0u}/L_{0пол} = 1 - L_{сопр. пр. ч}/L_{0пол}.$$

Для турбин, используемых в качестве приводных двигателей, большое значение имеет окружной КПД, представляющий собой отношение окружной работы к адиабатной располагаемой работе:

$$\eta_u = L_u/L_{0ад} = 1 - (L_{пот. пр. ч} + c_2^2/2)/L_{0ад}. \quad (2.222)$$

Окружной КПД турбины оценивает необратимую затрату энергии на гидравлические потери в проточной части и на скоростные потери (потери энергии с выходной скоростью).

### 2.14.3. Внутренний, дисковый и механический КПД

Отношение адиабатного напора к внутреннему представляет внутренний КПД насоса (компрессора):

$$\eta_{вн} = H_{ад}/H_{вн} = 1 - I_{пот}/H_{вн}. \quad (2.223)$$

В соответствии с  $i$ - $s$ -диаграммой, приведенной на рис. 2.76,

$$\eta_{вн} = (i_{02ад} - i_{01})/(i_{02} - i_{01}). \quad (2.224)$$

Внутренний КПД насоса оценивает все потери энергии, за исключением механических потерь, т. е. как потери проточной части, так и дисковые потери.

Отношение внутренней работы турбины к адиабатной представляет внутренний КПД турбины:

$$\eta_{вн} = L_{вн}/L_{0ад} = 1 - \frac{L_{пот} + c_2^2/2}{L_{0ад}}. \quad (2.225)$$

В соответствии с  $i$ - $s$ -диаграммой, приведенной на рис. 2.73,

$$\eta_{вн} = (i_{01} - i_{02})/(i_{01} - i_{02ад}). \quad (2.226)$$

Внутренний КПД турбины оценивает все потери энергии, кроме механических (в том числе потери энергии с выходной скоростью).

Отношение теоретического напора насоса к внутреннему напору называется дисковым КПД насоса:

$$\eta_{д} = H_{т}/H_{вн} = 1 - L_{д}/H_{вн}. \quad (2.227)$$

Для турбин

$$\eta_{д} = L_{вн}/L_{у} = 1 - L_{д}/L_{у}. \quad (2.228)$$

Для насоса внутренний КПД можно представить как произведение гидравлического и дискового КПД:

$$\eta_{вн} = \eta_{г}\eta_{д}. \quad (2.229)$$

Для турбины внутренний КПД можно представить как произведение окружного и дискового КПД:

$$\eta_{вн} = \eta_{у}\eta_{д}. \quad (2.230)$$

Отношение внутренней мощности к полной представляет механический КПД насоса:

$$\eta_{мех} = N_{вн}/N_{н}. \quad (2.231)$$

Отношение эффективной мощности к внутренней представляет механический КПД турбины:

$$\eta_{мех} = N_{т}/N_{вн}. \quad (2.232)$$

### 2.14.4. Мощностной и расходный КПД

Отношение полезной адиабатной мощности к полной мощности представляет мощностной КПД насоса, или просто КПД насоса:

$$\eta_{н} = N_{ад}/N_{н}. \quad (2.233)$$

Подставив в эту формулу выражение для адиабатной мощности (2.202), заменив полную мощность на внутреннюю мощность и механический КПД и выразив внутреннюю мощность по формуле (2.212), получим

$$\eta_{\text{и}} = \eta_{\text{вн}} \eta_{\text{мех}} \dot{m} / \dot{m}'. \quad (2.234)$$

Отношение массового расхода жидкости, поступающей в систему, к расходу через колесо насоса  $\dot{m} / \dot{m}'$  называется расходным (или объемным для несжимаемой жидкости) КПД насоса

$$\eta_{\text{р}} = \dot{m} / \dot{m}'. \quad (2.235)$$

Тогда КПД насоса можно представить в виде произведения

$$\eta_{\text{н}} = \eta_{\text{вн}} \eta_{\text{р}} \eta_{\text{мех}}.$$

Произведение

$$\eta_{\text{вн}} \eta_{\text{р}} = H_{\text{ад}} \dot{m} / (H_{\text{вн}} \dot{m}') = N_{\text{ад}} / N_{\text{вн}} = \eta_{\text{вн.Н}} \quad (2.236)$$

можно назвать внутренним мощностным КПД.

Если развернуть выражение для  $\eta_{\text{вн}}$ , получим, что КПД насоса является произведением частных КПД — гидравлического, дискового, механического и расходного:

$$\eta_{\text{н}} = \eta_{\text{г}} \eta_{\text{д}} \eta_{\text{р}} \eta_{\text{мех}}. \quad (2.237)$$

Из формул (2.202) и (2.233) следует:

$$N_{\text{н}} = H_{\text{ад}} \dot{m} / \eta_{\text{н}} = H_{\text{ад}} \dot{m} / (\eta_{\text{г}} \eta_{\text{д}} \eta_{\text{р}} \eta_{\text{мех}}). \quad (2.238)$$

Мощностной КПД характеризует эффективность насоса как машины-исполнителя.

Отношение эффективной мощности турбины к располагаемой адиабатной представляет мощностной КПД турбины, или просто КПД турбины

$$\eta_{\text{т}} = N_{\text{т}} / N_{\text{оад}}. \quad (2.239)$$

Мощностной КПД характеризует эффективность турбины как машины-двигателя.

Подставив в формулу (2.239) выражение для адиабатной мощности (2.204), заменив полную мощность через внутреннюю мощность и механический КПД и выразив внутреннюю мощность по формуле (2.212), получим

$$\eta_{\text{т}} = \eta_{\text{вн}} \eta_{\text{мех}} \dot{m}' / \dot{m}. \quad (2.240)$$

Отношение массового расхода через колесо турбины к расходу газа, поступающего от генератора,  $\dot{m}' / \dot{m}$  называется расходным КПД турбины и обозначается  $\eta_{\text{р}}$ . Тогда КПД турбины можно представить в виде произведения

$$\eta_{\text{т}} = \eta_{\text{вн}} \eta_{\text{р}} \eta_{\text{мех}}, \quad (2.241)$$

или, развернув  $\eta_{\text{вн}}$ , см. формулу (2.230), получим, что КПД турбины является произведением частных КПД — окружного, дискового, расходного и механического:

$$\eta_{\text{т}} = \eta_{\text{о}} \eta_{\text{д}} \eta_{\text{р}} \eta_{\text{мех}}. \quad (2.242)$$

Т а б л и ц а 2.1. Напоры, работы, мощности и КПД лопаточных машин ЖРД

Наименование	Обозначение	Формула	Единица измерения
<i>Насос для несжимаемой жидкости</i>			
Напор:			
действительный	$H$	$(p_{02} - p_{01})/\rho$	Дж/кг
теоретический (окружной)	$H_T (H_u)$	$c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1$	Дж/кг
Теоретический при бесконечно большом числе лопаток	$H_{T\infty}$	$c_{2u\infty}u_2 - c_{1u}u_1$	Дж/кг
Внутренний	$H_{вн}$	$i_{02} - i_{01} = N_{вн}/m'$	Дж/кг
Мощность:			
полезная	$N_{пол}$	$H\dot{m}$	Вт
окружная	$N_u$	$H_T\dot{m}'$	Вт
внутренняя	$N_{вн}$	$H_{вн}\dot{m}'$	Вт
дисковых потерь	$N_d$	$H_d\dot{m}'$	Вт
механических потерь	$N_{мех}$	—	Вт
полная	$N_H$	$H\dot{m}/\eta_H = N_u + N_d + N_{мех}$	Вт
КПД:			
гидравлический	$\eta_H$	$H/H_T$	—
дисковый	$\eta_d$	$H_d/H_{вн}$	—
внутренний	$\eta_{вн}$	$H/H_{вн} = H\dot{m}'/N_{вн} = \eta_H\eta_d$	—
механический	$\eta_{мех}$	$N_{вн}/N_H$	—
расходный	$\eta_p$	$\dot{m}/\dot{m}'$	—
внутренний мощностной	$\eta_{внN}$	$H\dot{m}/N_{вн} = \eta_H\eta_d\eta_p$	—
мощностной	$\eta_H$	$N_{ад}/N_H = H\dot{m}/N_H = \eta_{вн}\eta_p\eta_{мех} = \eta_H\eta_d\eta_p\eta_{мех}$	—
<i>Насос для сжимаемой жидкости</i>			
Напор:			
адиабатный	$H_{ад}$	$i_{02ад} - i_{01} = \int_1^{2ад} v dp + (c_2^2 - c_1^2)/2$	Дж/кг
политропный (действительный)	$H$	$\int_1^2 v dp + (c_2^2 - c_1^2)/2$	Дж/кг
теоретический (окружной)	$H_T (H_u)$	$c_{2u}u_2 - c_{1u}u_1$	Дж/кг
теоретический при бесконечно большом числе лопаток	$H_{T\infty}$	$c_{2u\infty}u_2 - c_{1u}u_1$	Дж/кг
внутренний	$H_{вн}$	$H_T + L_d = i_{02} - i_{01}$	Дж/кг
Дополнительная затрата работы из-за расширения при подводе теплоты трения	$L_v$	$\int_1^2 v dp - \int_1^{2ад} v dp$	Дж/кг
Мощность:			
полезная адиабатная	$N_{ад}$	$H_{ад}\dot{m}$	Вт
политропная	$N_{пол}$	$H\dot{m}$	Вт

Наименование	Обозначение	Формула	Единица измерения
окружная	$N_u$	$H_T \dot{m}'$	Вт
внутренняя	$N_{ВН}$	$H_{ВН} \dot{m}'$	Вт
дисковых потерь	$N_d$	$L_d \dot{m}'$	Вт
механических потерь	$N_{мех}$	$\underline{\quad}$	Вт
полная	$N_H$	$H_{ад} \dot{m} / \eta_H = N_u + N_d + N_{мех}$	Вт
КПД:			
гидравлический (адиабатный)	$\eta_r$	$H_{ад} / H_r$	—
гидравлический политропный	$\eta_{r,пол}$	$H / H_T$	—
дисковый	$\eta_d$	$H_T / H_{ВН}$	—
внутренний	$\eta_{ВН}$	$H_{ад} / H_{ВН} = \eta_r \eta_d$	—
механический	$\eta_{мех}$	$N_{ВН} / N_H$	—
расходный	$\eta_p$	$\dot{m} / \dot{m}'$	—
внутренний мощностной	$\eta_{ВН} N$	$N_{ад} / N_{ВН} = \eta_{ВН} \eta_p = \eta_r \eta_d \eta_p$	—
полный мощностной	$\eta_H$	$N_{ад} / N_H = H_{ад} \dot{m} / N_H = \eta_r \eta_d \eta_p \eta_{мех}$	—

Турбина

Удельная работа:			
адиабатная	$L_0 ад$	$i_{01} - i_{2 ад} = \int_{2 ад}^1 v dp + c_1^2 / 2$	Дж/кг
политропная	$L_0 пол$	$\int_2^1 v dp + c_1^2 / 2$	Дж/кг
окружная	$L_u$	$c_{1u} u_1 - c_{2u} u_2$	Дж/кг
полная окружная	$L_{0u}$	$L_u + c_2^2 / 2$	Дж/кг
внутренняя	$L_{ВН}$	$i_{01} - i_{02}$	Дж/кг
Дополнительная работа расширения при подводе теплоты трения	$H_v$	$\int_2^1 v dp - \int_{2 ад}^1 v dp$	Дж/кг
Мощность:			
располагаемая адиабатная	$N_0 ад$	$L_0 ад \dot{m}$	Вт
располагаемая политропная	$N_0 пол$	$L_0 пол \dot{m}$	Вт
окружная	$N_u$	$L_u \dot{m}'$	Вт
внутренняя	$N_{ВН}$	$L_{ВН} \dot{m}'$	Вт
дисковых потерь	$N_d$	$L_d \dot{m}'$	Вт
механических потерь	$N_{мех}$	$\underline{\quad}$	Вт
эффективная	$N_T$	$L_0 ад \dot{m} / \eta_T = N_u - N_d - N_{мех}$	Вт
КПД:			
гидравлический (адиабатный)	$\eta_r$	$L_{0u} / L_0 ад$	—
гидравлический политропный	$\eta_{r,пол}$	$L_{0u} / L_0 пол$	—
окружной (лопаточный)	$\eta_u$	$L_u / L_0 ад$	—
дисковый	$\eta_d$	$L_{ВН} / L_u$	—

Наименование	Обозначение	Формула	Единица измерения
внутренний механический расходный	$\eta_{вн}$ $\eta_{мех}$ $\eta_p$	$L_{вн}/L_0 \text{ ад}$ $N_T/N_{вн}$ $\dot{m}'/\dot{m}$	— — —
внутренний эффективный	$\eta_{внN}$ $\eta_T$	$N_{вн}/N_0 \text{ ад} = \eta_{вн}\eta_p = \eta_u\eta_d\eta_p$ $N_T/N_0 \text{ ад} = \eta_u\eta_d\eta_p\eta_{мех}$	— —

Расходный КПД турбин всегда больше, чем КПД насосов, так как в насосах через уплотнения утекает жидкость той же плотности, а в турбинах всегда утекает газ, уже расширившийся в проточной части. Кроме того, при одинаковых зазорах их относительное влияние в насосе может быть больше, чем в турбине, ввиду меньших абсолютных размеров насоса.

При расчете турбины удобно задаться КПД турбины или частными КПД и рассчитывать эффективную мощность, исходя из заданной адиабатной работы и располагаемого расхода газов через турбину. Из формул (2.204) и (2.239) следует

$$N_T = L_{0ад} \dot{m} \eta_T. \quad (2.243)$$

При расчете турбин иногда вводят понятие внутреннего мощностного КПД

$$\eta_{внN} = \eta_u \eta_p \eta_d = N_{вн}/N_{0ад}. \quad (2.244)$$

В табл. 2.1 сведены принятые обозначения, формулы и единицы измерения напоров, работ, мощностей и КПД.



### 3. РАСЧЕТ НАСОСОВ

---

#### 3.1. ШНЕКОЦЕНТРОБЕЖНЫЕ НАСОСЫ

##### 3.1.1. Рабочие органы. Гидравлические потери

###### 3.1.1.1. Схема устройства

В ЖРД обычно применяется насос, имеющий два рабочих колеса — осевое (шнек) и центробежное. Такой насос будем называть шнекоцентробежным насосом (рис. 3.1). Основное назначение шнека — улучшить антикавитационные качества насоса. Вместе с тем определенным выбором параметров шнека можно улучшить и энергетические качества насоса с большими отношениями диаметров центробежного колеса:  $\bar{D}_1 = D_1/D_2 \geq 0,55$ .

Проточная часть шнекоцентробежного насоса состоит из следующих элементов (см. рис. 3.1): подвода *a*; шнека *b*; центробежного колеса *в* и отвода *г*.

На рис. 3.1 показано изменение параметров потока жидкости — скорости *c*, давления *p* и полного давления  $p_0$  по длине проточной части насоса. Участок *вх*—1 характеризует изменение параметров в подводе. Благодаря конфузурности во входном устройстве давление жидкости несколько падает, а скорость возрастает. Механическая энергия жидкости, характеризуемая полным давлением  $p_0$ , снижается из-за наличия гидравлических потерь. При течении жидкости без потерь полное давление во входной части останется постоянным (пунктирная линия на рис. 3.1).

В шнеке (участок 1—2) полное давление повышается в результате подвода внешней энергии. Обычно при этом растут и статическое давление, и кинетическая энергия.

Основное повышение полного давления в результате передачи жидкости внешней энергии совершается в центробежном колесе (участок 2—3), давление и скорость при этом увеличиваются. В отводе, состоящем из спирального сборника (участок 3—4) и конического диффузора (участок 4—вых), происходит преобразование кинетической энергии в давление. Полное давление повышается только в осевом и центробежном колесах, в остальных элементах оно уменьшается из-за гидравлических потерь. Разность полных давлений на входе и на выходе для несжимаемой жидкости характеризует действительный напор насоса

$$H = (p_{0\text{вых}} - p_{0\text{вх}})/\rho.$$

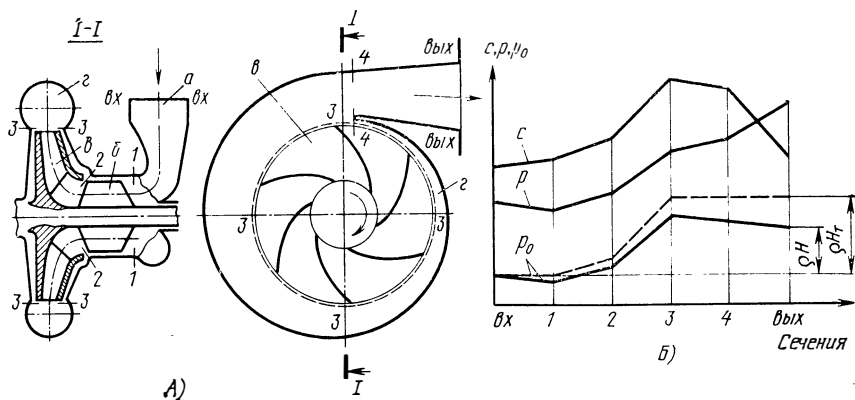


Рис. 3.1. Шнекоцентробежный насос:

А — схема; Б — график изменения параметров потока жидкости по длине проточной части

Действительный напор определяется в опытах путем измерения давлений и скоростей перед входом в насос и на выходе из него в соответствии с формулой (1.10). Скорость обычно не измеряется непосредственно, а рассчитывается по измеренному объемному расходу и известной площади сечения трубопроводов на входе в насос и на выходе из него.

При расчете насоса напор  $H$  задают. Задача расчета состоит в определении геометрических размеров элементов насоса, обеспечивающих напор  $H$  при заданных расходе жидкости через насос, давлении и температуре жидкости на входе.

### 3.1.1.2. Подводы насоса

Подвод служит для обеспечения подачи жидкости к колесу насоса с заданной скоростью и осевым направлением. Подвод влияет в основном на кавитационные параметры насоса, его размеры и массу. Как показали опыты, при скоростях на входе 5 ... 15 м/с изменение подвода практически не оказывает влияния на энергетические параметры насоса. Для обеспечения высоких антикавитационных качеств насоса подвод должен:

а) обеспечивать осесимметричное течение жидкости на входе в шнек с возможно более равномерным распределением скоростей и давлений;

б) обеспечивать скорость, рекомендованную для входа в шнек, обычно равную 5 ... 15 м/с (иногда для уменьшения размеров насоса скорость выбирают большей);

в) обеспечивать нужное направление скорости, чаще всего осевое;

г) иметь минимум гидравлических потерь.

Исходя из этих требований, подвод обычно выполняют с конфузорным (сужающимся) участком, где происходит повышение скорости на 15 ... 20 % (в ускоряющемся потоке получается более равномерное поле скоростей и меньше возможность отрыва потока).

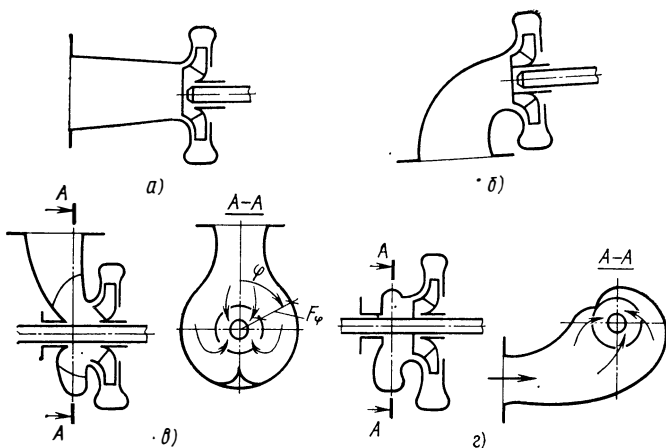


Рис. 3.2. Подводы насосов

Увеличение неравномерности потока на выходе из подвода (вход в шнек) отрицательно сказывается на антикавитационных качествах насоса. Такое же влияние на антикавитационные качества оказывает увеличение потерь в подводе, приводящее к уменьшению давления на входе в шнек. Различают пять видов подводов: конический прямой (рис. 3.2, а) или — осевой подвод; коленообразный (рис. 3.2, б); кольцевой (рис. 3.2, в); полуспиральный (рис. 3.2, г) и спиральный.

Для обеспечения осесимметричного течения и равномерного распределения скоростей наиболее целесообразно иметь конический прямой осевой подвод, но он требует консольного расположения насоса. Применение такого подвода целесообразно в том случае, когда конструктивно возможно осуществить переход трубопровода непосредственно в подвод насоса, без поворота.

Коленообразный подвод не обеспечивает равномерного распределения скоростей, конструктивно прост и часто применяется в ТНА для консольно расположенных насосов. Наибольшее распространение имеют кольцевой, спиральный и полуспиральный подводы.

Эти три вида подводов имеют близкие характеристики по потерям и неравномерности потока. Меньшие габаритные размеры и масса могут быть получены при использовании спирального подвода. По потерям и неравномерности потока к кольцевому, полуспиральному и спиральному подводам приближается коленообразный подвод. Для этих видов подводов коэффициент потерь  $\zeta_{\text{подв}}$  определяется отношением площадей их входных  $F_{\text{вх}}$  и выходных сечений [2]:

$$\zeta_{\text{подв}} = \frac{L_{\text{подв}}}{c_1^2/2} = 0,8 \left( \frac{F_1}{F_{\text{вх}}} \right)^2, \quad (3.1)$$

где  $c_1$  — скорость на выходе из подвода.

Потери и неравномерность потока в коленообразном подводе могут быть уменьшены установкой в зоне поворота потока одной

или нескольких направляющих лопаток. Можно считать, что при этом коэффициент потерь уменьшается примерно в два раза.

В коленообразном, а также в коническом подводах может располагаться подшипниковая опора насоса, загромождающая их сечение. При этом увеличиваются потери. Увеличение потерь можно оценить по формуле для внезапного расширения:

$$\Delta \zeta_{\text{подв}} = (F_1/F_{\text{min}} - 1)^2, \quad (3.2)$$

где  $F_{\text{min}}$  — минимальная площадь проходного сечения в области опоры. С помощью коэффициента потерь можно определить давление на входе в шнек:

$$p_{01} = p_1 + \rho c_1^2/2 = p_{\text{вх}} + \rho c_{\text{вх}}^2/2 - \zeta_{\text{подв}} c_1^2/2. \quad (3.3)$$

На распределение скоростей в подводе на малых, а иногда и на номинальных расходах оказывают влияние закрученные обратные токи, выходящие из шнека [2]. При наличии кольцевого и полуспирального подводов обратные токи гасятся и закрутка не передается во входной трубопровод, а при осевом и коленообразном подводах закрутка передается во входной трубопровод и может повлиять на работу агрегатов автоматики (мембраны и т. п.), расположенных в нем.

Вид входного устройства определяется компоновкой ТНА. При проектировании насоса следует выбирать подводы, геометрически подобные тем, которые используются в насосах, с хорошими антикавитационными качествами. Один из возможных вариантов кольцевого подвода шнекоцентрического насоса приведен на рис. 3.3.

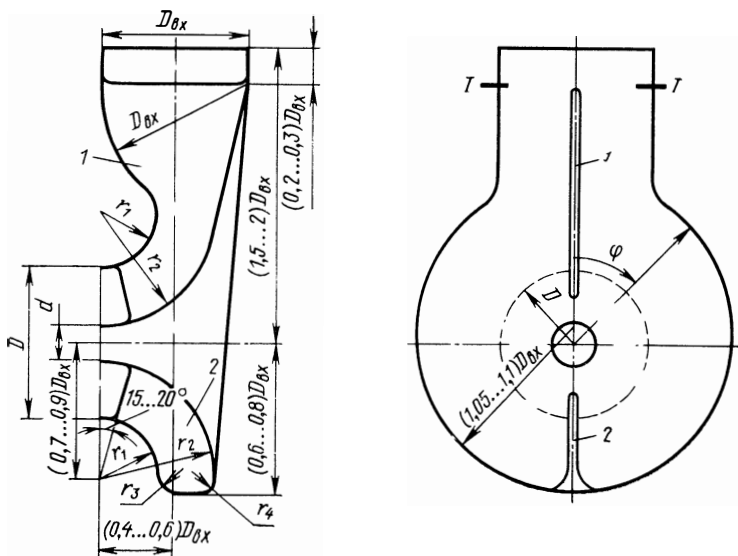


Рис. 3.3. Вариант кольцевого подвода:

1, 2 — разделительное и направляющее ребра

Диаметр подвода  $D$  определяется наружным диаметром шнека, а диаметр  $d$  — диаметром втулки шнека  $d_{вт}$ :  $D = (1,02 \dots 1,05) D_{ш}$ ;  $d = (1,05 \dots 1,1) d_{вт}$ . Диаметр входа подвода  $D_{вх}$  выбирается исходя из условия повышения скорости в подводе на 15 ... 20 %:  $D_{вх} = (1,07 \dots 1,1) \sqrt{D^2 - d^2}$ . При большой конфузурности уменьшается коэффициент потерь в подводе, но это приводит к увеличению размеров подвода из-за возрастания  $D_{вх}$ .

Основные размеры подвода назначаются в долях от  $D_{вх}$ . На участке от входа до сечения  $I-I$  скорость увеличивается на 2 ... 4 %. Для равномерного подвода жидкости к шнеку и исключения закрутки потока в подводе выполняются разделительное  $1$  и направляющее  $2$  ребра. Установка разделительного ребра способствует уменьшению потерь в подводе и повышению равномерности потока, направляющее ребро уменьшает закрутку потока на выходе подвода.

К уменьшению потерь и повышению равномерности потока ведет скругление образующих внешних и внутренних поверхностей канала (радиусы  $r_1$  и  $r_2$ ).

Благоприятно на параметрах потока сказывается увеличение радиусов  $r_3$ ,  $r_4$ . Увеличение протяженности участка постоянного кольцевого сечения на выходе из подвода повышает равномерность потока в выходном сечении.

Выступ, очерченный радиусом, равным  $D_{вх}$ , во входной части подвода, создает поджатие потока перед входом в кольцевую камеру, что способствует повышению равномерности потока и уменьшению потерь.

Полного исключения закрутки потока на выходе из подвода можно добиться установкой в выходной его части нескольких радиальных ребер.

В спиральном подводе площадь сечений меняется пропорционально углу охвата  $\varphi$  (см. рис. 3.2, в):

$$F_{\varphi} = F_{I-I} / 2 \left( 1 - \frac{\varphi}{\pi} \right). \quad (3.4)$$

Форма поперечных сечений выбирается из условия обеспечения плавности внутренних поверхностей подвода.

### 3.1.1.3. Рабочие колеса

**Шнек.** На рис. 3.4 приведена схема колеса шнекоцентробежного насоса и указаны характерные сечения:  $1-1$  — выход в шнек;  $2ш-2ш$  — выход из шнека;  $1ц-1ц$  — вход в центробежное колесо;  $2-2$  — выход из центробежного колеса. В дальнейшем обозначения сечений будут использоваться в качестве индекса параметров. Индекс «ш» в ряде случаев опускается. Если параметры на выходе из шнека рассматриваются на периферии, применяются индекс «п», на расчетном диаметре (в разд. 2.10.1.3 было показано, что средний диаметр может быть принят за расчетный) — «ср» и у втулки шнека «вт». Индекс «ц» опускается в тех разделах, где рассматривается только центробежное колесо.

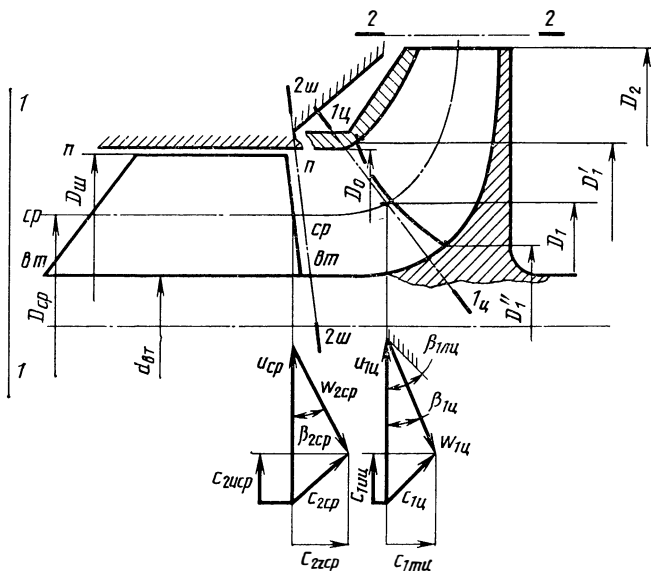


Рис. 3.4. Меридиональное сечение шнека и центробежного колеса и треугольники скоростей на выходе из шнека и на входе в центробежное колесо

При заданном режиме работы насоса, т. е. при известных расходе  $\dot{V}$  и угловой скорости  $\omega$ , можно построить треугольник скоростей на входе в шнек для любого радиуса (см. рис. 2.49 и 2.50). Угол между направлением относительной скорости и направлением окружной скорости, т. е. угол потока на входе в шнек  $\beta_1$ , определяется режимом работы, т. е. угловой скоростью и расходом жидкости. Обычно этот угол в шнеках ЖРД на среднем диаметре не превышает  $10^\circ$ .

Шнек должен повысить давление перед центробежным колесом, чтобы обеспечить его бескавитационную работу, поэтому он является реактивным осевым колесом. Шнеки получили особенно широкое распространение в насосах ЖРД. Шнеки просты в производстве. Характер изменения их параметров благоприятен для центробежного колеса (см. разд. 2.10.1.4).

**Центробежное колесо.** Определим углы лопаток колеса а. Поток, выйдя из шнека, поступает в центробежное колесо. Пренебрегая потерями, принимают, что течение в пространстве между шнеком и лопатками центробежного колеса осуществляется по закону  $c_u r = \text{const}$ . При этом допущении и предположении о том, что струйки текут, не перемешиваясь, по известной окружной составляющей абсолютной скорости на выходе из преднасоса можно найти окружную составляющую скорости на входе в центробежное колесо. Для среднего радиуса центробежного колеса получим

$$c_{1u\text{ц}} = c_{2u\text{сп}} r_{\text{сп}} / r_1. \quad (3.5)$$

Меридиональная составляющая абсолютной скорости остается неизменной или уменьшается. На рис. 3.4 построены треугольники

скоростей — на выходе из шнека (для среднего диаметра) и на входе в центробежное колесо (для среднего диаметра входной кромки). Для шнека, работающего с центробежным колесом, средний диаметр может быть принят за расчетный (см. разд. 2.10.1.3). По треугольнику скоростей находится угол потока при входе в центробежное колесо:

$$\beta_{1ц} = \operatorname{arctg} \frac{c_{1мц}}{u_{1ц} - c_{1шц}}. \quad (3.6)$$

Угол  $\beta_{1ц}$  определяет входной угол лопаток:

$$\beta_{л.ц} = \beta_{1ц} + i_{ц}. \quad (3.7)$$

Обычно принимают  $i_{ц} = 5 \dots 15^\circ$ . Угол атаки в этом диапазоне слабо влияет на энергетические и кавитационные параметры насоса, но его увеличение может привести к росту пульсаций и вибраций. Входной угол лопаток целесообразно иметь достаточно большим ( $\beta_{л.ц} = 15 \dots 30^\circ$ ), так как при этом уменьшается загромождение входного сечения кромками лопаток и уменьшается диффузорность межлопаточного канала центробежного колеса.

Лопатки на выходе могут иметь различные углы  $\beta_{2л}$  в плоскости вращения. Колеса, вообще говоря, могут иметь лопатки трех основных типов: а) с  $\beta_{2л} < 90^\circ$ ; б)  $\beta_{2л} = 90^\circ$ ; в)  $\beta_{2л} > 90^\circ$  (см. разд. 2.8).

Рассмотрим, какие колеса, имеющие различные  $\beta_{2л}$ , больше удовлетворяют требованиям, предъявляемым к насосам ЖРД:

1. Исходя из требования получения минимальных гидравлических потерь насоса:

а) целесообразно иметь большую долю статического напора в общем напоре, развиваемом центробежным колесом, так как потери в процессе преобразования большой кинетической энергии в энергию давления в отводящих устройствах велики. Следовательно, предпочтительнее иметь  $\beta_{2л} \leq 90^\circ$  и  $\rho_k \geq 0,5$  (см. рис. 2.40).

б) необходимо выбирать оптимальную форму межлопаточного канала в плоскости вращения. На рис. 3.5 показаны формы канала в плоскости вращения при выпрямлении оси (эквивалентный диффузор). При сравнительно малых  $\beta_{2л}$  меньше угол конусности канала, а следовательно, меньше возможность отрыва потока и меньше возможность появления обратных токов, особенно при больших отношениях  $D_1/D_2$ . При  $\beta_{2л} < \beta_{1л}$  решетка станет конфузурной. При слишком малых углах  $\beta_{2л}$  канал может получиться (особенно при малых отношениях  $D_1/D_2$ ) очень узким и длинным, что, в свою очередь, приведет к увеличению гидравлических потерь. Для получения наиболее благоприятной формы канала в плоскости вращения целесообразно выбирать углы  $\beta_{2л}$  в пределах  $20 \dots 40^\circ$ .

2. Следует помнить, что угол лопаток непосредственно влияет на коэффициент напора насоса. Коэффициент напора

$$\bar{H} = H/u_2^2 = \eta_r \bar{H}_T = k_z \eta_r \bar{H}_{T\infty}, \quad (3.8)$$

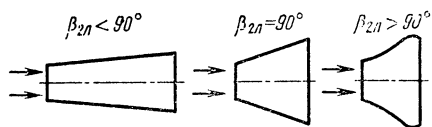


Рис. 3.5. Формы развернутого межлопаточного канала колеса при различных углах  $\beta_{2л}$

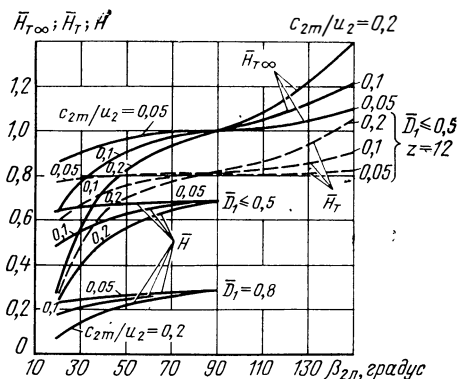


Рис. 3.6. Зависимости  $\bar{H}_{T\infty}$ ,  $\bar{H}_T$  и  $\bar{H}$  от  $\beta_{2л}$

где  $k_z = H_T/H_{T\infty}$  — коэффициент, учитывающий конечное число лопаток. Так как при  $c_{1u} = 0$

$$\bar{H}_{T\infty} = \frac{c_{2u\infty}}{u_2} = \left(1 - \frac{c_{2m}}{u_2} \operatorname{ctg} \beta_{2л}\right) = (1 - q), \quad (3.9)$$

то с помощью уравнения (3.8) найдем

$$\bar{H} = k_z \eta_r \left(1 - \frac{c_{2m}}{u_2} \operatorname{ctg} \beta_{2л}\right) = k_z \eta_r (1 - q). \quad (3.10)$$

Увеличение  $\beta_{2л}$  ведет к росту  $\bar{H}$  и, следовательно, к уменьшению наружного диаметра колеса и угловой скорости (уменьшению  $u_2$ ) при заданном напоре  $H$ . Однако на коэффициент напора влияет отношение скоростей  $c_{2m}/u_2$ . При этом изменение  $\beta_{2л}$  и отношения  $c_{2m}/u_2$  не сказывается на коэффициенте напора, если расходный параметр  $q$  остается постоянным. Поэтому выбор  $\beta_{2л}$  зависит от отношения  $c_{2m}/u_2$ .

На рис. 3.6 приведены зависимости  $\bar{H}_{T\infty}$ ,  $\bar{H}_T$  и  $\bar{H}$  от угла  $\beta_{2л}$  и отношения  $c_{2m}/u_2$ . Из рисунка видно, что при низких значениях  $c_{2m}/u_2$  нецелесообразно увеличение  $\beta_{2л}$  до значений, превышающих  $50^\circ$ , так как напор насоса при этом меняется мало. Для больших значений  $c_{2m}/u_2$  следует выбирать большие углы  $\beta_{2л}$ , вплоть до  $90^\circ$ . Но в то же время оговорим, что для колес с большим отношением  $D_1/D_2$ , превышающим 0,6, иногда применяются малые углы  $\beta_{2л} = 15 \dots 20^\circ$  для увеличения густоты решетки.

3. Необходимо иметь в виду, что уменьшение  $\beta_{2л}$ , сопровождающееся уменьшением  $\bar{H}$ , требует увеличения угловой скорости или диаметра центробежного колеса для обеспечения заданного напора насоса  $H$ . Уменьшение  $\beta_{2л}$  ведет к росту потерь на трение дисков колеса о жидкость. С уменьшением  $\beta_{2л}$  возрастают также расходные потери, связанные с утечками жидкости из полостей высокого давления в полости низкого давления, так как увеличивается статический напор колеса из-за роста степени реактивности  $\rho_r$ . Увеличение расходных потерь и потерь на трение дисков приводит к уменьшению КПД насоса.



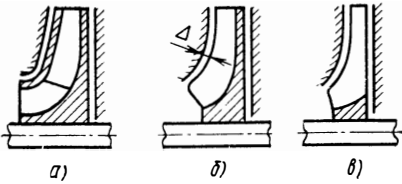


Рис. 3.7. Типы центробежных колес:  
 а — закрытое; б — полуоткрытое; в — от-  
 крытое

4. Для получения непрерывно падающей напорной характеристики насоса  $H = f(V)$ , обеспечивающей статическую устойчивость насосной системы, как будет показано в дальнейшем, предпочтительнее иметь углы  $\beta_{2л} \leq 30^\circ$ .

5. В отношении прочности обладают существенными преимуществами лопатки с углом  $\beta_{2л} = 90^\circ$  (радиальные на выходе лопатки). Такие лопатки не испытывают действия больших изгибающих моментов, возникающих при центробежных силах. Это особенно важно для водородных насосов, которым соответствуют высокие окружные скорости (400—500 м/с). Окружные скорости насосов, работающих на обычных жидкостях, не превышают 300 м/с. Эти насосы, как правило, недогружены в прочностном отношении, поэтому возможны углы  $\beta_{2л} < 90^\circ$ .

Учитывая сформулированные положения, можно считать, что оптимальный угол  $\beta_{2л}$  для насосов ЖРД лежит в пределах  $20 \dots 60^\circ$ , а значение  $\rho_R$  — в пределах  $0,75 \dots 0,65$ .

Применяются различные типы колес. В насосах ЖРД чаще всего встречаются закрытые рабочие колеса, имеющие ведомый и ведущий диски (переднюю и заднюю покрывные стенки), но могут встретиться полузакрытые и открытые колеса (рис. 3.7).

Обычно КПД насоса с закрытым колесом больше, чем КПД насоса с полузакрытым или открытым колесом. В открытых колесах возникают потери, связанные с перетеканием жидкости через осевой зазор  $\Delta$  с одной стороны лопаток на другую. Полуоткрытые и открытые колеса надо выполнять с малым осевым зазором, так как с увеличением зазора КПД насоса, имеющего такое колесо, уменьшается.

Насосы с закрытыми колесами малочувствительны к осевому зазору. Это позволяет выдерживать зазор с меньшей точностью, что дает таким насосам конструктивные преимущества. Открытые колеса более просты в изготовлении.

Помимо колес с односторонним входом (см. рис. 3.7), в ЖРД применяются колеса с двусторонним входом. Использование таких колес позволяет улучшить антикавитационные качества насоса вследствие уменьшения скорости потока на входе. При определенных условиях применение колес с двусторонним входом позволяет также улучшить энергетические параметры насоса (см. разд. 3.3.6.6).

Рассмотрим способы профилирования лопатки колеса в виде дуги окружности. Для колес с отношением  $D_1/D_2 \leq 0,55$ , для которых основную роль в передаче энергии играют кориолисовы, а не циркуляционные силы (см. разд. 2.6.3), выбор простой формы лопатки вполне обоснован. Опыт показывает, что колеса с цилиндрическими

лопатками, как правило, равноценны по экономичности и антикавитационным параметрам колесам с лопатками более сложной формы. В технологическом отношении цилиндрические лопатки наиболее просты.

Для центробежных колес с большими отношениями диаметров ( $D_1/D_2 > 0,6$ ) роль циркуляционных сил в передаче энергии возрастает. Это требует применения аэродинамически более совершенных форм лопаток. Такие колеса могут быть выполнены с лопатками двоякой кривизны или в виде диагональных колес. Способы профилирования цилиндрических лопаток и лопаток двоякой кривизны приведены в соответствующих пособиях.

Потери в центробежном колесе  $L_K$  пропорциональны кинетической энергии в относительном движении при входе в колесо:

$$L_K = \zeta_K \omega_{1ц}^2 / 2. \quad (3.11)$$

Коэффициент потерь в колесе  $\zeta_K$  снижается с уменьшением доли энергии, передаваемой жидкости в колесе циркуляционными силами. Обычно  $\zeta_K = 0,3 \dots 0,5$ .

Из треугольника скоростей (см. рис. 3.4) следует, что

$$\omega_{1ц}^2 = c_{1mц}^2 + (u_{1ц} - c_{1uц})^2. \quad (3.12)$$

Тогда выражение (3.11) принимает вид

$$L_K = \zeta_K \frac{u_{1ц}^2}{2} [\bar{c}_{1mц}^2 + (1 - \varphi)^2],$$

где

$$\bar{c}_{1mц} = c_{1mц} / u_{1ц}; \quad \varphi = c_{1uц} / u_{1ц}.$$

При отсутствии закрутки потока на входе в колесо ( $c_{1uц} = 0$ ) скорость  $\omega_{1ц}$  близка к окружной скорости  $u_{1ц}$  ( $\bar{c}_{1mц} \ll 1$ ), поэтому последнее выражение можно записать в виде

$$L_K = \zeta_K u_{1ц}^2 / 2. \quad (3.13)$$

### 3.1.1.4. Теоретический напор с учетом конечного числа лопаток

Для определения теоретического напора насоса, или, иными словами, удельной энергии, переданной жидкости, берем граничные сечения на входе в шнек и на выходе из центробежного колеса. Тогда теоретический напор шнекоцентробежного насоса (при условии, что число лопаток бесконечно велико) подсчитывается в соответствии с формулой (2.106):

$$H_{T\infty} = (c_{2u\infty} u_2)_{ц} - (c_{1u} u_1)_{ш}.$$

При  $c_{1uц} = 0$  формула упрощается:

$$H_{T\infty} = c_{2u\infty} u_2.$$

Следовательно, теоретический напор шнекоцентробежного насоса определяется выходными параметрами центробежного колеса, т. е. так же, как и в случае, если имеется одно центробежное колесо при условии  $c_{1uц} = 0$ .

Жидкости не удается передать от колеса с конечным числом лопаток энергию, соответствующую  $H_{T\infty}$ . Передается энергия, отличная от  $H_{T\infty}$  и равная  $H_T$  (см. разд. 2.9.2):

$$H_T = k_z H_{T\infty}.$$

Рассмотрим подробно влияние параметров насоса на  $k_z$ . По данным А. П. Черняк влияние режима работы насоса на коэффициент  $k_z$  несущественно при  $c_{2m}/u_2 < 0,2$ . Число лопаток  $z$  значительно влияет на  $k_z$ . С увеличением  $z$  коэффициент  $k_z$  возрастает (рис. 3.8). С увеличением выходного угла лопаток  $\beta_{2л}$  коэффициент  $k_z$  монотонно уменьшается. Это объясняется увеличением с уменьшением  $z$  и ростом  $\beta_{2л}$  перепада давлений на лопатке и большим влиянием выравнивания давления у концов лопаток. Наибольшее влияние  $\beta_{2л}$  проявляется в области его малых значений ( $\beta_{2л} < 40^\circ$ ).

Что касается относительного диаметра  $D_1$ , то его влияние сказывается только при малой густоте решетки колеса, начиная с густоты  $b/t_1 < 1,8$  ( $t_1$  — шаг решетки на входе) (рис. 3.9). При  $z = 6 \dots 12$  влияние  $\bar{D}_1$  проявляется в области  $\bar{D}_1 > 0,55$ . С ростом  $z$  значение  $\bar{D}_1$ , начиная с которого  $k_z$  падает, увеличивается. Поэтому при больших значениях  $\bar{D}_1$  для повышения  $k_z$  надо увеличивать число лопаток. В пределе, когда относительный диаметр круговой решетки колеса  $\bar{D}_1 \rightarrow 0$ , густота решетки становится настолько малой, что не оказывает отклоняющего воздействия на поток, и  $k_z \rightarrow 0$ .

Для увеличения коэффициента напора  $\bar{H}_T$  необходимо увеличивать  $k_z$ . Это может быть достигнуто увеличением числа лопаток  $z$ . Однако с увеличением  $z$  растет загромождение проходных сечений коле-

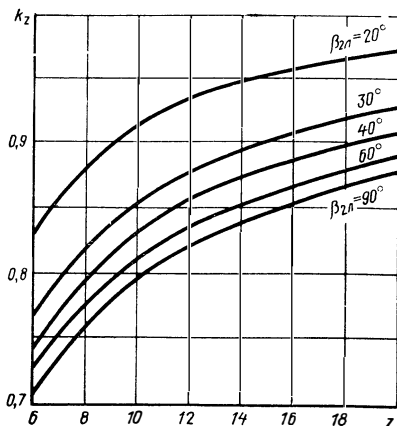


Рис. 3.8. Зависимости коэффициента  $k_z$  от числа лопаток  $z$  при различных углах  $\beta_{2л}$ .  $\beta_{1л} = 20 \dots 28^\circ$ .  $b/t_1 = 1,8 \dots 1,9$

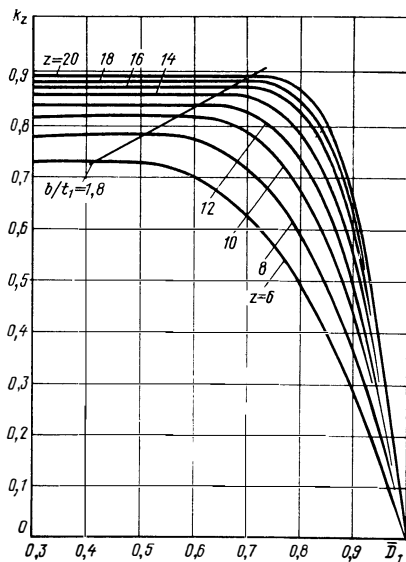


Рис. 3.9. Зависимость коэффициента  $k_z$  от относительного диаметра  $\bar{D}_1$  при различных числах лопаток  $z$ .  $\beta_{2л} = 60^\circ$ ,  $c_{2m} u_2 \leq 0,2$ .  $\beta_{1л} = 28^\circ$

са, что ведет к увеличению гидравлических потерь. Обычно  $k_z$  находится в пределах 0,80 ... 0,85. Принимая  $k_z = 0,82$ , получим следующее приближенное выражение для определения числа лопаток ( $\beta_{2,л} \leq 90^\circ$ ,  $\bar{D}_1 \leq 0,8$ ):

$$z = 4(1,5 + \beta_{2,л}/60) + 130(\bar{D}_1 - 0,6)^2. \quad (3.14)$$

Соотношение (3.14) позволяет определить число лопаток при известных значениях  $\beta_{2,л}$ ,  $\bar{D}_1$  и при  $k_z \approx 0,82$ . При большом числе лопаток ( $z = 12 \dots 18$ ) целесообразно половину лопаток (через одну) выполнять укороченными и размещать их в выходной части колеса. Это позволяет избежать загромождения на входе в колесо.

### 3.1.1.5. Отводы насоса

**Общие сведения.** Отвод служит для сбора жидкости, выходящей из колеса, направления ее в систему питания и преобразования при этом кинетической энергии потока в энергию давления. Это необходимо потому, что поток на выходе из колеса имеет скорость 150 ... 250 м/с, т. е. обладает большой кинетической энергией, в то время как для системы питания требуются большие давления (15 ... 50 МПа) и малая скорость жидкости на выходе из насоса ( $c_{\text{вых}} = 10 \dots 30$  м/с). Большие скорости течения в системе приводят к большим гидравлическим потерям. Кроме того, гидравлический удар при действии элементов автоматики будет сильнее при большей начальной скорости.

Удельная кинетическая энергия, преобразуемая в энергию давления в отводящем устройстве, равна разности  $c_2^2/2 - c_{\text{вых}}^2/2$ .

При обычных для насосов значениях  $\beta_{2,л}$ , равных 30 ... 60°, она составляет на расчетном режиме 25 ... 30 % от всего теоретического напора.

Отводы должны:

а) преобразовывать кинетическую энергию потока жидкости в статический напор с минимальными потерями;

б) обеспечивать равномерное поле скоростей и давлений на выходе колеса, создавая условия для установившегося относительного движения жидкости через него, уменьшения пульсаций и для снижения радиальных усилий;

в) иметь минимально возможные размеры.

Отвод одноступенчатого насоса (рис. 3.10) обычно состоит из одновиткового спирального сборника (участок 3—г, радиус сечения 3—3 совпадает с радиусом сечения выхода из колеса 2—2), в который входит кольцевой безлопаточный диффузор (участок 3—4), и конического диффузора (г—вых). Такой отвод называется одновитковым спиральным. Отвод (рис. 3.11), включающий в себя спиральную перегородку 2, образующую второй спиральный виток Б, называется двухвитковым спиральным. Два симметричных витка А и Б позволяют при соответствующем профилировании переводного канала В создать радиально-симметричное течение на выходе из

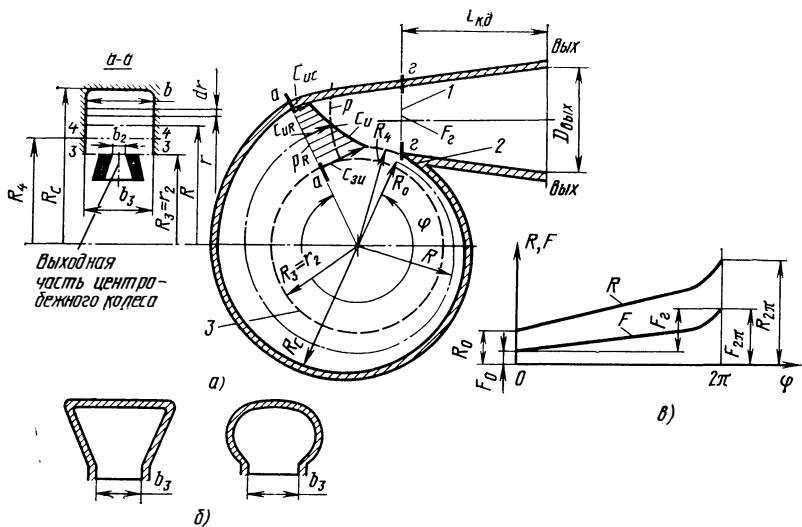


Рис. 3.10. Спиральный одновитковый отвод:

а — разрез в плоскости вращения; б — возможные формы меридионального сечения спирали; в — зависимости среднего радиуса  $R$  и площади сечения  $F$  спирального сборника от угла  $\varphi$ , под которым расположено сечение; 1 — горло; 2 — язык

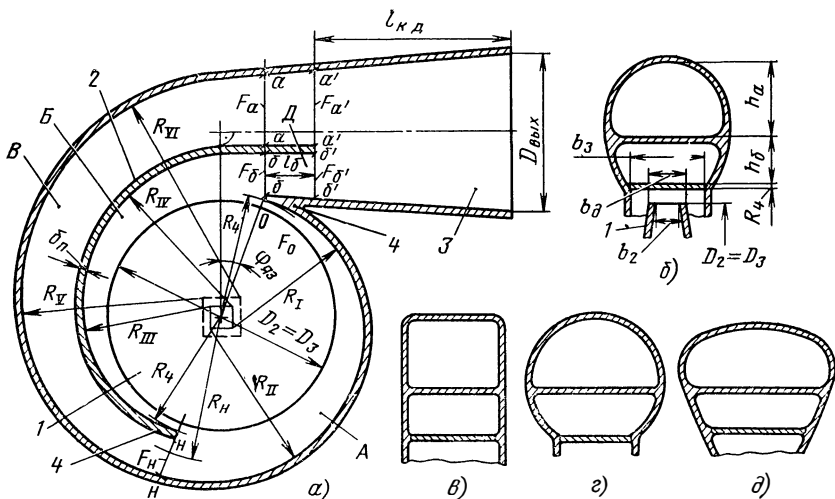


Рис. 3.11. Спиральный двухвитковый отвод:

а — разрез в плоскости вращения; б, в, г, д — сечения а-а соответственно овальное, прямоугольное, круглое, трапециевидное; 1 — центробежное колесо; 2 — спиральная перегородка; 3 — конический диффузор; 4 — язык

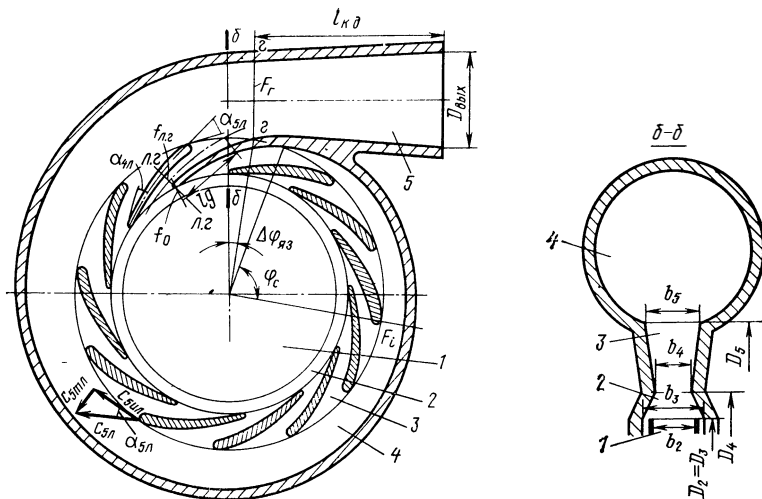


Рис. 3.12. Спиральный отвод с кольцевым лопаточным диффузором:  
 1 — колесо; 2 — безлопаточный кольцевой диффузор; 3 — лопаточный кольцевой диффузор; 4 — спиральный сборник; 5 — конический диффузор

колеса и исключить радиальное усилие на колесе. Спиральная перегородка повышает прочность и жесткость корпуса.

Еще большего улучшения прочностных характеристик корпуса можно добиться установкой кольцевого лопаточного диффузора (рис. 3.12). Отвод с кольцевым лопаточным диффузором называется лопаточным. В одноступенчатых насосах и в последних ступенях многоступенчатых насосов за кольцевым лопаточным диффузором 3 располагается спиральный сборник 4 с коническим диффузором 5. Соответствующим профилированием спирального сборника (см. разд. 5.5.2) можно обеспечить равномерное распределение расхода жидкости по каналам лопаточного диффузора и таким образом исключить действие на колесо гидродинамической радиальной силы.

Отводы ступеней многоступенчатых насосов, кроме последней, помимо лопаточного диффузора 1 (рис. 3.13), включают в себя обратный направляющий аппарат 2, который предназначен для подвода жидкости от одной ступени насоса к другой.

Лопатки кольцевого лопаточного диффузора могут не обеспечить достаточную прочность отвода. Тогда вместо кольцевого лопаточного используют кольцевой каналный диффузор (рис. 3.14).

В каналном диффузоре 1 лопатки заменены профильными клиньями, имеющими большую площадь сечения. Потери в отводе с каналным диффузором больше, чем в других видах отводов из-за увеличенных скоростей потока и загромождения выхода диффузора.

Безлопаточный диффузор играет вспомогательную роль в насосах ЖРД. Он отделяет колесо насоса от лопаток лопаточного диффузора или от языка спирального сборника. В нем преобразуется в потенциальную энергию незначительная доля кинетической энер-

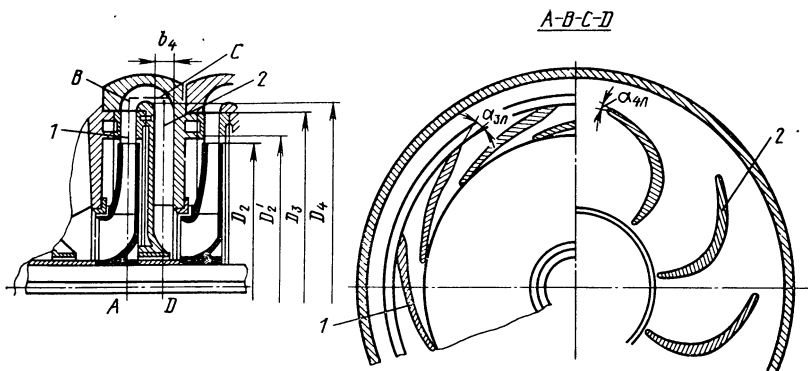


Рис. 3.13. Двухступенчатый центробежный насос:

1 — кольцевой лопаточный диффузор; 2 — обратный направляющий аппарат между первой и второй ступенями

гии потока в связи с его малой радиальной протяженностью. В компрессорах и вентиляторах безлопаточный диффузор имеет самостоятельное значение.

В лопаточном и коническом диффузорах происходит преобразование в давление практически всей располагаемой кинетической энергии потока. Спиральный сборник предназначен для сбора жидкости, выходящей из колеса или из лопаточного диффузора и направления ее через конический диффузор в нагнетающую магистраль.

Форма радиального сечения спирального сборника (прямоугольная, трапециевидная, овальная, круглая, рис. 3.12) выбирается исходя из конструктивных прочностных и технологических соображений, так как она практически не влияет на энергетические параметры насоса. Обычно сечение выполняют прямоугольной или круглой формы. Контур наружной

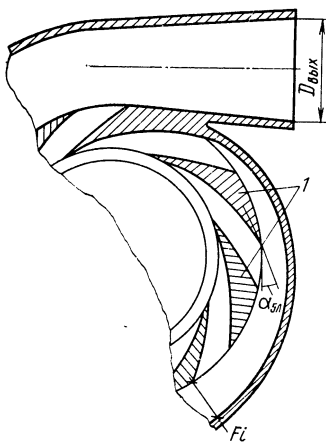


Рис. 3.14. Спиральный отвод с кольцевым каналным диффузором (1)

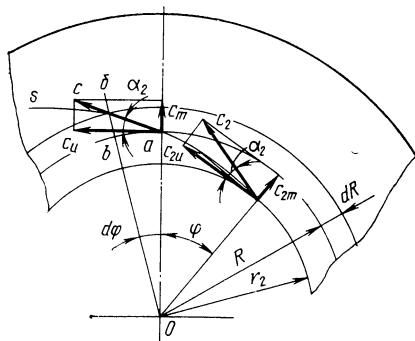


Рис. 3.15. Схема для определения линии тока жидкости в кольцевом безлопаточном диффузоре

стенки спирального сборника строятся дугами окружностей (см. рис. 3.11).

Рассмотрим подробнее течение в элементах отводящих устройств.

**Безлопаточный кольцевой диффузор.** Безлопаточный диффузор обеспечивает свободное течение жидкости на выходе из колеса насоса.

Скорость потока на входе в безлопаточный диффузор равна скорости на выходе из колеса  $c_2 = \sqrt{c_{2u}^2 + c_{2m}^2}$  (рис. 3.15). Формулу для определения меридиональной скорости  $c_m$  в диффузоре найдем на основании уравнения неразрывности, записанного для текущего кольцевого сечения ( $r = R$ ) и сечения при входе в диффузор ( $r = r_2$ ):  $2\pi R b c_m = 2\pi r_2 b_2 c_{2m}$ , где  $b$  — ширина диффузора.

Принимая в первом приближении  $b = b_2$ , получим

$$c_m/c_{2m} = r_2/R, \quad (3.15)$$

т. е.  $c_m$  уменьшается обратно пропорционально радиусу.

Окружную скорость  $c_u$  определяем из уравнения момента количества движения, записанного для тех же сечений (трением на стенках диффузора пренебрегаем):

$$\dot{m}(c_{2u}r_2 - c_u R) = 0.$$

Отсюда получим

$$c_u/c_{2u} = r_2/R. \quad (3.16)$$

Следовательно,  $c_u$  также уменьшается обратно пропорционально радиусу. Отношение  $c_m$  и  $c_u$  определяет угол наклона линии тока. С помощью соотношений (3.15) и (3.16) получим

$$\operatorname{tg} \alpha = c_m/c_u = c_{2m}/c_{2u} = \operatorname{tg} \alpha_2,$$

т. е. линии тока сохраняют начальный угол  $\alpha_2$ . На рис. 3.15 изображена одна из линий тока  $s$ . Найдем выражение для линии тока. При движении по линии тока  $s$  с радиуса  $R$  на радиус  $R + dR$  частица жидкости смещается на угол  $d\varphi$ . Из элементарного треугольника  $abv$  получим

$$dR/R d\varphi = \operatorname{tg} \alpha_2.$$

Отсюда получим дифференциальное уравнение линии тока в полярных координатах

$$dR/R = \operatorname{tg} \alpha_2 d\varphi.$$

Интегрируя это уравнение в пределах от  $r_2$  (соответственно  $\varphi = 0$ ) до текущих значений  $R$  и  $\varphi$ , получим

$$\int_{r_2}^R dR/R = \operatorname{tg} \alpha_2 \int_0^\varphi d\varphi;$$

$$\ln(R/r_2) = \varphi \operatorname{tg} \alpha_2; \quad R = r_2 e^{\varphi \operatorname{tg} \alpha_2}.$$

Таким образом, линия тока является логарифмической спиралью. Чем меньше угол  $\alpha_2$  (чем больше  $c_{2u}$  по сравнению с  $c_{2m}$ ), тем больше длина линии тока  $s$  (см. рис. 3.15) и тем больший путь проходит



частица жидкости при переходе с радиуса  $r_2$  на радиус  $R$ . Увеличение длины пути приводит к увеличению потерь в диффузоре.

Определим, как увеличивается давление в безлопаточном диффузоре при отсутствии потерь. Из уравнения Бернулли (2.66) получим

$$p - p_2 = \rho (c_2^2/2 - c^2/2).$$

После подстановки в это уравнение выражений (3.15) и (3.16) найдем

$$p - p_2 = \rho c_2^2/2 [1 - (r^2/R)^2].$$

С увеличением радиуса  $R$  давление в безлопаточном диффузоре повышается. Однако для преобразования значительной части кинетической энергии потока в потенциальную требуется существенное увеличение наружного радиуса диффузора  $R_4$  (см. рис. 3.10 из 3.11). Поэтому в качестве основного самостоятельного отводящего устройства кольцевой безлопаточный диффузор в насосах ЖРД не применяется.

Условия течения в безлопаточном диффузоре отличаются от принятых идеальных. Ширина  $b_3$  (см. рис. 3.10 и 3.11) выбирается больше ширины колеса  $b_2$  в связи с возможными его смещениями. Это вызывает отрывные вихревые течения при входе в диффузор у его стенок. Иногда безлопаточный диффузор 2 (см. рис. 3.12) выполняется с уменьшающейся шириной по радиусу для выравнивания потока при входе в лопаточный диффузор.

Угол потока при входе в кольцевой лопаточный диффузор  $\alpha_4$  зависит от соотношения между шириной колеса  $b_2$  и шириной лопаточного диффузора  $b_4$ . Аппроксимация опытных данных С. П. Лившица позволяет записать, что

$$\operatorname{tg} \alpha_4 = \frac{b_2}{b_4} \left( 1,5 - 0,5 \frac{b_2}{b_4} \right) \operatorname{tg} \alpha_2.$$

Обычно  $b_4 = (1,1 \dots 1,2) b_2$ . Увеличение  $b_4$  ведет к росту потерь из-за внезапного расширения потока после выхода из колеса.

Отметим, что увеличение радиальной протяженности безлопаточного диффузора способствует выравниванию параметров потока при входе в лопаточный диффузор или при обтекании языка спирального сборника. Это уменьшает пульсации жидкости и вибрации насоса. Обычно выходной диаметр безлопаточного диффузора  $D_4 = (1,10 \dots 1,15) D_2$ , где  $D_2$  — диаметр колеса.

Потери в безлопаточном диффузоре оцениваются совместно с потерями в лопаточном диффузоре или с потерями в спиральном сборнике.

**Кольцевой лопаточный диффузор.** Кольцевой лопаточный диффузор выполняется в виде круговой решетки с диаметром входа  $D_4$  и диаметром выхода  $D_5$ , установленной между боковыми стенками (см. рис. 3.12). Жидкость отклоняется лопатками от направления линий тока свободного движения по логарифмической спирали. Линии тока жидкости формируются лопатками.

Профиль лопатки (см. рис. 3.12) выбирается так, чтобы угол  $\alpha_{5л}$  был больше угла  $\alpha_{4л} = \alpha_4 + i$ , где  $i = 0 \dots - 2^\circ$  — угол атаки. Межлопаточный канал при этом получается расширяющимся, угол расширения не должен превышать  $12^\circ$  для обеспечения безотрывного течения.

При том же радиальном перемещении окружная составляющая скорости  $c_u$  в лопаточном диффузоре уменьшается сильнее, чем в безлопаточном. Уменьшение  $c$  в основном и обеспечивается уменьшением  $c_u$ , так как  $c_m$  вообще сравнительно мала.

Степень уширения лопаточного диффузора при этом равна

$$\frac{F_5}{F_4} = \frac{\pi D_5 k_4 b_5 \sin \alpha_{5л}}{\pi D_4 k_5 b_4 \sin \alpha_{4л}},$$

где  $k_4, k_5$  — коэффициенты сужения сечения лопатками соответственно на входе и выходе.

Скорость на выходе из лопаточного диффузора находится по известной меридиональной составляющей скорости и по углу наклона средней линии выходной части лопаток к окружному направлению  $\alpha_{5л}$  (см. рис. 3.12):

$$c_{5м.л} = \dot{V} k_5 / (\pi D_5 b_5),$$

откуда

$$c_{5л} = c_{5м.л} / \sin \alpha_{5л}; \quad c_{5у.л} = c_{5м.л} / \operatorname{tg} \alpha_{5л}. \quad (3.17)$$

Скорость за лопатками уменьшается, так как меридиональная составляющая  $c_{5м} = \dot{V} / (\pi D_5 b_5)$  снижается из-за увеличения площади сечения, а окружная составляющая не изменяется

$$c_{5у.л} = c_{5у} \text{ и } c_5 = \sqrt{c_{5у}^2 + c_{5м}^2}.$$

Повышение давления в лопаточном диффузоре определяется из уравнения энергии (без учета потерь):

$$p_5 - p_4 = \rho (c_4^2 / 2 - c_5^2 / 2).$$

Принимая  $k = 1$  и  $c_4 = \frac{c_{4м}}{\sin \alpha_{4л}}$  (угол атаки равен нулю), получим, что

$$p_5 - p_4 = \rho \frac{c_4^2}{2} \left[ 1 - \left( \frac{D_4 b_4 \sin \alpha_{4л}}{D_5 b_5 \sin \alpha_{5л}} \right)^2 \right].$$

Обычно  $b_5 = (1,0 \dots 1,2) b_4$ . Радиальный размер лопаточного диффузора стараются сделать минимальным для уменьшения габаритных размеров насоса. Обычно  $D_5 = (1,25 \dots 1,35) D_4$ . При этом площадь поперечных сечений лопаток должна быть достаточной для получения необходимых запасов прочности.

Число лопаток диффузора выбирают в зависимости от числа лопаток колеса  $z$  таким образом, чтобы уменьшить вибрации насоса. Исследования Р. Л. Иоффе и В. И. Панченко определили следующие условия минимума вибраций насоса:

$$k_1 z / z_d \neq m; \quad (k_1 z \pm 1) / z_d \neq m, \quad (3.18)$$

где  $k_r$  — номер гармоники лопаточной частоты  $f_{л} = \omega z / (2\pi)$ ;  $m$  — любое целое число.

При выбранном  $z_{л}$  должно удовлетворяться условие (3.18) при первых трех ... пяти гармониках.

Течение в лопаточном диффузоре и потери в нем рассчитываются, как в лопаточной круговой решетке, если отношение  $b_{л}/t_{ср} \ll 1$  (здесь  $b_{л}$  — хорда лопатки;  $t_{ср}$  — шаг на среднем диаметре лопаточного диффузора). При  $b_{л}/t_{ср} > 1$  лопаточный диффузор рассматривается как система каналов.

**Спиральный сборник.** Спиральный сборник широко применяется в центробежных насосах. Он представляет собой гидравлический канал с переменным расходом. По всей входной окружности сборника жидкость поступает из каналов кольцевого лопаточного диффузора, а если его нет, то непосредственно из колеса. Вся жидкость будет проходить через выходное сечение сборника через горло 1 (см. рис. 3.10). Если принять в первом приближении, что жидкость поступает в сборник из колеса равномерно по окружности, то расход через сечение, расположенное под текущим углом  $\varphi$  (см. рис. 3.10)

$$\dot{V}_{\varphi} = \varphi \dot{V} / (2\pi). \quad (3.19)$$

Расход через элемент сечения  $a-a$ , площадь которого равна  $df = b dr$  ( $b$  — ширина сечения, зависящая от радиуса, см. рис. 3.10,  $a$ ),

$$d\dot{V}_{\varphi} = c_u df = c_u b dr.$$

Расход через все сечение  $a-a$  определяется интегралом

$$\dot{V}_{\varphi} = \int_{R_3}^{R_c} c_u b dr. \quad (3.20)$$

Используя в зависимости (3.20) соотношение (3.19), получим связь текущего угла с геометрическими параметрами сборника и скоростью в нем:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\dot{V}} \int_{R_3}^{R_c} c_u b dr.$$

Для интегрирования последнего выражения надо знать закон изменения окружной скорости потока по радиусу сборника. Течение в сборнике является сложным. Втекающая в сборник жидкость смешивается с потоком, уже движущимся по нему. Смешение потоков носит турбулентный характер. Приближенно соотношение между  $c_u$  и  $r$  может быть представлено формулой

$$c_u r^{\alpha} = \text{const.}$$

При  $\alpha = 1$  имеем свободное течение с постоянством циркуляции. Значение  $\alpha = 0$  соответствует полному перемешиванию, течению с постоянной скоростью.

Рис. 3.16. Графики изменения окружной скорости потока по сечению сборника

На основании теории турбулентных струй получено выражение для окружной скорости потока в сборнике, расположенном за колесом, точнее учитывающее характер течения, чем закон  $c_u r^\alpha$ :

$$\frac{c_u}{c_{2u}} = 1 - 1,33 \left( 1 - \frac{c_{uR}}{c_{2u}} \right) \times \left\{ 1 - 0,385 \left[ 1 - \frac{r_2}{2(R-r_2)} \left( \frac{r}{r_2} - 1 \right) \right]^{3/2} \right\}^2, \quad (3.21)$$

где  $c_{uR}$  — окружная скорость потока на среднем радиусе сечения;  $R = (R_c + r_2)/2$  (см. рис. 3.10, а).

Изменение  $c_u$  по радиусу зависит от соотношения окружной скорости на выходе из колеса  $c_{2u}$  и окружной скорости  $c_{uR}$ , близкой к средней расходной скорости в сечении сборника. При отношении  $c_{uR}/c_{2u} < 1$  окружная скорость потока  $c_u$  уменьшается с ростом радиуса (рис. 3.16). Интенсивность изменения скорости при изменении радиуса  $r$ , как это следует из формулы (3.21), зависит, помимо отношения  $c_{uR}/c_{2u}$ , от относительной высоты сечения, равной  $2(R-r_2)/r_2$ . Чем меньше относительная высота, тем интенсивнее изменяется  $c_u$ . Пренебрегая радиальной скоростью потока в сборнике, в соответствии с уравнением радиального равновесия (2.109) получим выражение для давления в сборнике

$$p - p_R = \int_R^r \rho \frac{c_u^2}{r} dr, \quad (3.22)$$

где  $p_R$  — давление на среднем радиусе сечения.

Используя выражения (3.21) и (3.22), можно получить закон распределения давления по радиусу

$$\frac{p - p_R}{\rho c_{2u}^2} = B \ln \frac{r}{R}, \quad (3.23)$$

где  $B = (0,25 + 0,75c_{uR}/c_{2u})^2$  для  $r \leq R$ ,  $B = (1,2c_{uR}/c_{2u} - 0,2)^2$  для  $r > R$ .

Выражение для скорости  $c_{uR}$  и давления  $p_R$ , входящих в расчетные соотношения, можно найти, применяя для потока в сборнике уравнения энергии и момента количества движения. В окончательном виде зависимости для  $c_{uR}$  и  $p_R$  записываются так:

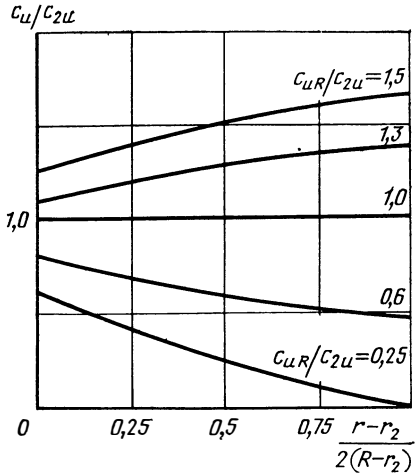
$$c_{uR} = c_{uR2\pi} \left( \frac{F}{F_{2\pi}} \right)^\varepsilon; \quad (3.24)$$

$$\varepsilon = \ln \frac{c_{uR2\pi}}{c_{2u}} \bigg/ \ln \frac{F_{2\pi}}{F_0}; \quad (3.25)$$

$$\frac{c_{uR2\pi}}{c_{2u}} = 1,03 \left( \frac{F_r}{F_{2\pi}} \frac{c_\Gamma}{c_{2u}} + \frac{F_0}{F_{2\pi}} \right) - 0,03; \quad (3.26)$$

$$c_\Gamma = \dot{V}/F_\Gamma; \quad (3.27)$$

$$\frac{p_R - p_{вх}}{\rho c_{2u}^2} = \frac{H_T - L_R - L_c}{c_{2u}^2} - \frac{1}{2} \left( \frac{c_{uR}}{c_{2u}} \right)^2 - \frac{F}{2r_2 b_3} \left[ 0,25 \frac{c_{uR}}{c_{2u}} \left( \frac{c_{uR}}{c_{2u}} - 1 \right) - 0,03 \right], \quad (3.28)$$



где  $L_{\text{к}}$  и  $L_{\text{с}}$  — гидравлические потери в колесе и сборнике; индексы 0 и 2л соответствуют сечениям сборника при  $\varphi = 0$  и  $\varphi = 2\text{л}$ ;  $F$  — площадь сечения сборника (см. рис. 3.10, а);  $b_3$  — ширина входа в сборник, индексом «Г» обозначены параметры в сечении г—г рис. 3.10, а.

Зависимости (3.21), (3.23), ..., (3.28) позволяют рассчитать поля скоростей и давлений в различных сечениях сборника (см. рис. 3.10, 3.16).

При расчете спирального сборника, располагаемого после кольцевого лопаточного диффузора, в расчетные соотношения вместо скорости  $c_{2\text{л}}$  подставляется  $c_{5\text{л}}$ .

Потери в сборнике находятся по скорости потока на входе в сборник. Для спирального сборника, расположенного непосредственно за колесом

$$L_{\text{с}} = \zeta_{\text{с}} c_{2\text{л}}^2 / 2, \quad (3.29)$$

где  $\zeta_{\text{с}}$  — коэффициент потерь сборника.

Для сборника за лопаточным диффузором

$$L_{\text{с}} = \zeta_{\text{с}} c_{5\text{л}}^2 / 2. \quad (3.30)$$

В формуле (3.29) можно принять  $\zeta_{\text{с}} = 0,1$ . Для определения коэффициента  $\zeta_{\text{с}}$  сборника после лопаточного диффузора воспользуемся формулой А. И. Шерстюка и В. М. Космина, которую запишем в виде

$$\zeta_{\text{с}} = 1,1 + 1,45 \left( \frac{c_{\text{Г}}}{c_{5\text{л}}} \right)^2 - 2,4 \frac{c_{\text{Г}}}{c_{5\text{л}}} \cos \alpha_{5\text{л}}. \quad (3.31)$$

Найдем оптимальное для сборника отношение скоростей  $c_{\text{Г}}/c_{5\text{л}}$ , при котором достигается минимум коэффициента потерь. Из условия  $d\zeta_{\text{с}}/d \frac{c_{\text{Г}}}{c_{5\text{л}}} = 0$  получим

$$\left( \frac{c_{\text{Г}}}{c_{5\text{л}}} \right)_{\zeta_{\text{с}} \text{ min}} = 0,83 \cos \alpha_{5\text{л}}. \quad (3.32)$$

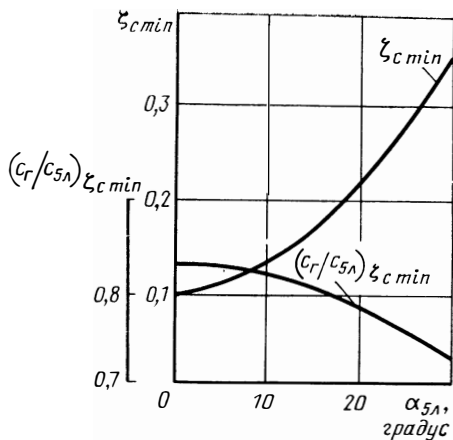
Подставляя соотношение (3.32) в уравнение (3.31), найдем выражение для минимального значения коэффициента потерь:

$$\zeta_{\text{с}} \text{ min} = 1,1 - \cos^2 \alpha_{5\text{л}}. \quad (3.33)$$

Зависимости, рассчитанные по формулам (3.32) и (3.33), приведены на рис. 3.17. Видно, что уменьшению коэффициента потерь  $\zeta_{\text{с}}$  способствует уменьшение угла лопаток на выходе из лопаточного диффузора  $\alpha_{5\text{л}}$  и выбор скорости потока в сборнике  $c_{\text{Г}}$ , близкой к скорости потока на выходе из лопаточного диффузора  $c_{\text{Г}} = (0,72 \dots 0,83) c_{5\text{л}}$ . Это ведет к уменьшению потерь при турбулентном смешении потоков в сборнике.

**Конический диффузор.** При отсутствии лопаточного диффузора основное торможение потока осуществляется в коническом диффузоре. В нем 80 ... 85 % динамического напора колеса преобразуется в статический напор. Конический диффузор выполняется в виде уширяющегося патрубка (рис. 3.18, а). Форма входного сечения соответствует форме выходного сечения спирального сборника, а выходное сечение обычно выполняется круглым, так как конический диффузор непосредственно стыкуется с нагнетающим трубопроводом. Площадь выходного сечения диффузора определяется выбором скорости на его выходе (на выходе насоса). Обычно  $c_{\text{вых}} = 10 \dots 30$  м/с.

Рис. 3.17. Зависимости минимального коэффициента потерь спирального сборника и отношения скоростей от угла лопатки на выходе лопаточного диффузора



Если после конического диффузора скорость оказывается недопустимо большой, то применяют ступенчатый конический диффузор (рис. 3.18, б) или ставят лопаточный диффузор на выходе из колеса. Заслуживает внимания применение диффузора с постоянным градиентом давления (диффузор с увеличивающимся углом раскрытия).

Потери в коническом диффузоре определяются формулой

$$L_{к. д} = \zeta_{к. д} c_{г}^2 / 2. \quad (3.34)$$

Коэффициент потерь  $\zeta_{к. д}$  зависит от отношения площадей  $\bar{F}_{\text{вых}} = F_{\text{вых}} / F_1$  и эквивалентного угла диффузора

$$\alpha_{\text{э}} = 2 \arctg \frac{D_{\text{вых}} - d_{\text{э. г}}}{2l_{к. д}}, \quad (3.35)$$

где  $d_{\text{э. г}} = \sqrt{4\bar{F}_{\text{г/л}}}$ ,  $l_{к. д}$  — соответственно эквивалентный диаметр горла и длина диффузора (см. рис. 3.10 и 3.18).

Значения  $\zeta_{к. д}$  при  $\alpha_{\text{э}} \leq 20^\circ$  можно определить по формуле

$$\zeta_{к. д} = 1,15 \operatorname{tg} \alpha_{\text{э}} \sqrt{\bar{F}_{\text{вых}} - 1}. \quad (3.36)$$

Обычно  $\zeta_{к. д} = 0,15 \dots 0,35$ .

**Потери в отводе.** Потери в одновитковом спиральном отводе определяются как сумма потерь в спиральном сборнике (3.29) и коническом диффузоре (3.34):

$$L_{\text{отв}} = L_{\text{с}} + L_{к. д} = \zeta_{\text{с}} c_{2u}^2 / 2 + \zeta_{к. д} c_{г}^2 / 2. \quad (3.37)$$

Иногда удобно выражать потери в отводе через коэффициент потерь:

$$L_{\text{отв}} = \zeta_{\text{отв}} c_{2u}^2 / 2. \quad (3.38)$$

Сопоставляя соотношения (3.37) и (3.38), получим

$$\zeta_{\text{отв}} = \zeta_{\text{с}} + \zeta_{к. д} (c_{г} / c_{2u})^2. \quad (3.39)$$

Коэффициент  $\zeta_{\text{отв}}$  существенно зависит от режима работы насоса, так как с режимом изменяются значения  $\zeta_{\text{с}}$  и отношение скоростей  $c_{г} / c_{2u}$ . Для отвода коэффициент потерь можно выразить в виде зависимости

$$\zeta_{\text{отв}} = \zeta_{\text{отв. р}} + A(x - 1)^2, \quad (3.40)$$

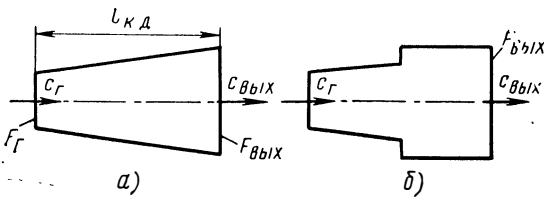


Рис. 3.18. Диффузоры:  
*а* — конический, *б* — ступенчатый конический

где  $\zeta_{\text{отв.р}}$  — коэффициент потерь на расчетном режиме насоса (режим максимума гидравлического КПД насоса), который практически совпадает с режимом минимума коэффициента потерь в отводе. Из выражения (3.39), имея в виду, что  $\zeta_{с.р} = 0,1$ , получим

$$\zeta_{\text{отв.р}} = 0,1 + \zeta_{к.д} (c_{Г}/c_{2u})_p^2. \quad (3.41)$$

Обычно  $\zeta_{\text{отв.р}} = 0,15 \dots 0,30$ . Здесь индексом «р» обозначены параметры, соответствующие расчетному режиму.

Параметр  $\kappa$ , входящий в формулу (3.41), характеризует режим работы насоса:

$$\kappa = \frac{c_{Г}/c_{2u}}{(c_{Г}/c_{2u})_p}. \quad (3.42)$$

Коэффициент  $A$  в формуле (3.40) зависит от  $\zeta_{к.д}$ . С увеличением  $\zeta_{к.д}$  коэффициент  $A$  возрастает и увеличиваются потери в отводе на режимах, отличных от расчетного. При  $\zeta_{к.д} \leq 0,21$ , коэффициент  $A = 0,32$ . Если  $\zeta_{к.д} > 0,21$ , то при  $\kappa < 1$  ( $\dot{V}/\dot{V}_p < 1$ ) коэффициент  $A = 1,52\zeta_{к.д}$ , а при  $\kappa > 1$  ( $\dot{V}/\dot{V}_p > 1$ ) значение  $A = 5,8\zeta_{к.д} - 0,9$ . Отношение скоростей  $(c_{Г}/c_{2u})_p$ , которое входит в выражение (3.41) и (3.42), соответствует расчетному режиму насоса и определяется геометрическими параметрами спирального сборника и коэффициентом потерь конического диффузора:

$$(c_{Г}/c_{2u})_p = -A\bar{R}_{2\tau}\bar{R}_0/(2\zeta_{к.д}) + \sqrt{[A\bar{R}_{2\pi}\bar{R}_0/(2\zeta_{к.д})]^2 + A/\zeta_{к.д}}, \quad (3.43)$$

где  $A$  определяется для  $\kappa > 1$ ;  $\bar{R}_0 = R_0/r_2$ ;  $\bar{R}_{2\pi} = R_{2\pi}/r_2$  ( $R_0, R_{2\pi} = R_0 + F_{Г'}/(2b_3r_2)$ ) — средние радиусы сечений сборника при  $\varphi = 0$  и  $\varphi = 2\pi$ ).

Отношение  $(c_{Г}/c_{2u})_p$  для насосов ЖРД обычно находится в пределах  $0,55 \dots 0,75$ .

Потери в двухвитковом спиральном отводе (см. рис. 3.11) определяются как сумма потерь в витках  $A$  и  $B$  ( $L_{сА}, L_{сБ}$ ), в переводном канале  $B$  ( $L_B$ ), в канале  $D$  ( $L_D$ ) и в коническом диффузоре ( $L_{к.д}$ ):

$$\dot{m}L_{\text{отв}} = \dot{m}_нL_{сА} + \dot{m}_бL_{сБ} + \dot{m}_нL_D + \dot{m}L_{к.д} + \dot{m}_бL_D, \quad (3.44)$$

где  $\dot{m}$ ,  $\dot{m}_н$ ,  $\dot{m}_б$  — массовые расходы жидкости через насос и через сечения  $н-н$ ,  $б-б$ .

При равенстве расходов через выходные сечения радиально-симметричных витков  $A$  и  $B$  ( $\dot{m}_н = \dot{m}_б$ ) будут равны потери в них

( $L_{cA} = L_{cB} = L_c$ ). Имея это в виду и то, что  $\dot{m} = \dot{m}_н + \dot{m}_б$ , из выражения (3.44) получим

$$L_{отв} = L_c + 0,5L_B + 0,5L_D + L_{к.д}. \quad (3.45)$$

Потери в сборнике  $L_c$  и в отводе  $L_{отв}$  определяются формулами (3.29) и (3.38). Другие потери выразим через коэффициенты потерь:

$$L_B = \zeta_B c_{н'}^2 / 2; \quad L_D = \zeta_D c_{б'}^2 / 2; \quad L_{к.д} = \zeta_{к.д} c_{к.д}^2 / 2, \quad \text{где } c_{н'} = \dot{V} / (2F_{н'});$$

$c_{б'} = \dot{V} / (2F_{б'}); \quad c_{к.д} = \frac{\dot{V}}{F_{a'} + F_{б'}} (c_{н'} = c_{б'}, \text{ так как } F_{н'} = F_{б'}). \text{ Здесь индексами «н» и «б» обозначены параметры в сечениях н—н и б—б. Все площади сечений } F \text{ с соответствующими индексами показаны на рис. 3.11.}$

Из соотношения (3.45) получим выражение для коэффициента потерь двухвиткового отвода на расчетном режиме насоса, аналогичное формуле (3.41) для коэффициента потерь одновиткового отвода:

$$\zeta_{отв.р} = 0,1 + \zeta_{прив} (c_{г'} / c_{2u})^2, \quad (3.46)$$

где  $c_{г'} = V / (F_a + F_b); \quad \zeta_{прив}$  — приведенный к скорости  $c_{г'}$  коэффициент потерь в переводном канале, в канале  $D$  и в коническом диффузоре, являющийся постоянным для отвода.

Выражение для  $\zeta_{прив}$  имеет вид

$$\zeta_{прив} = 0,5 (\zeta_B + \zeta_D) (c_{б'} / c_{г'})^2 + \zeta_{к.д} (c_{к.д} / c_{г'})^2, \quad (3.47)$$

$$\text{где } c_{б'} / c_{г'} = 0,5 (1 + F_a / F_b); \quad c_{к.д} / c_{г'} = \frac{1 + F_a / F_b}{F_{б'} / F_b + F_{a'} / F_b}.$$

Отметим, что для одновиткового отвода  $\zeta_{прив}$  тождественно равен  $\zeta_{к.д}$ .

Коэффициент потерь  $\zeta_B$  можно определить по справочнику с использованием соотношений для изогнутого шероховатого канала, ограниченного сечениями  $н—н$  и  $а'—а'$ . Обычно  $\zeta_B = 0,3 \dots 0,5$ .

Коэффициенты потерь  $\zeta_D$  и  $\zeta_{к.д}$  находятся, как для конического диффузора, по формулам, аналогичным формуле (3.36):

$$\zeta_D = 1,15 \operatorname{tg} \alpha_D \sqrt[3]{F_{б'} / F_b - 1},$$

$$\text{где } \alpha_D = 2 \operatorname{arctg} \frac{\sqrt[4]{F_{б'} / \pi} - \sqrt[4]{F_b / \pi}}{2l_b}; \quad \zeta_{к.д} =$$

$$= 1,15 \operatorname{tg} \alpha_s \sqrt[3]{\frac{F_{вых}}{\sqrt{F_{a'} + F_{б'}}} - 1}, \quad \text{где } \alpha_s =$$

$$= 2 \operatorname{arctg} \frac{D_{вых} - \sqrt{\frac{4}{\pi} (F_{a'} + F_{б'})}}{2l_{к.д}}.$$

Из-за потерь в переводном канале и в канале  $D$  потери в двухвитковом отводе несколько больше, чем в одновитковом:  $\zeta_{отв.р} =$



$= 0,25 \dots 0,35$ . На нерасчетных режимах  $\zeta_{отв}$  определяется по формуле (3.40). Значение  $A$  находится по  $\zeta_{прив}$ , а не по  $\zeta_{к.д}$ .

Отношение скоростей для расчетного режима находится по формуле, аналогичной формуле (3.43):

$$\left(\frac{c_r}{c_{2u}}\right)_p = -\frac{A\bar{R}_0\bar{R}_b(1+F_a/F_b)}{4\zeta_{прив}} + \sqrt{\left[\frac{A\bar{R}_0\bar{R}_b(1+F_a/F_b)}{4\zeta_{прив}}\right]^2 + \frac{A}{\zeta_{прив}}}, \quad (3.48)$$

где  $\bar{R}_0 = R_0/r_2$ ;  $\bar{R}_b = R_b/r_2$  ( $R_0, R_b = R_0 + F_b/(2b_3r)$ ) — средние радиусы сечений  $o-b, b-b$ ; коэффициент  $A$  определяется при  $\kappa > 1$  по формуле для одновиткового отвода, в которой вместо  $\zeta_{к.д}$  следует использовать  $\zeta_{прив}$ . Обычно  $(c_r/c_{2u})_p = 0,6 \dots 0,75$ .

Потери в отводе с кольцевым лопаточным диффузором (см. рис. 3.12) найдем как сумму потерь в лопаточном диффузоре, спиральном сборнике  $L_c$  и в коническом диффузоре  $L_{к.д}$ . При этом потери в лопаточном диффузоре разделим на потери на начальном участке от выхода из колеса до сечения горла лопаточного диффузора  $л.г — л.г (L_{н.д})$  и на участке от сечения  $л.г — л.г$  до выхода из диффузора ( $L_d$ ). Тогда получим

$$L_{отв} = L_{н.д} + L_d + L_c + L_{к.д}. \quad (3.49)$$

На начальном участке течение происходит с переменным расходом, так же как течение в сборнике, расположенном непосредственно за колесом. Поэтому можно принять, что  $L_{н.д} = 0,1c_{2u}^2/2$ .

Потери  $L_d$  определяют как потери в диффузоре

$$L_d = \zeta_d c_{л.г}^2 r/2,$$

где  $c_{л.г} = \dot{V}/z_d f_{л.г}$  — скорость потока в горле лопаточного диффузора;  $f_{л.г}$  — площадь сечения  $л.г — л.г$ ;

$$\begin{aligned} \zeta_d &= 1,15 \operatorname{tg} \alpha_d \sqrt[3]{f_5/f_{л.г} - 1}; \\ \alpha_d &= 2 \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{4f_5/\pi} - \sqrt{4f_{л.г}/\pi}}{2l_d}; \\ f_5 &= \pi D_5 b_5 \sin \alpha_{5л}/(k_5 z_d). \end{aligned} \quad (3.50)$$

Потери в спиральном сборнике  $L_c$  и в коническом диффузоре  $L_{к.д}$  определяют соответственно по формулам (3.30) и (3.34). Тогда на основании формул (3.38) и (3.49) получают для расчетного режима выражение для коэффициента потерь в лопаточном отводе, аналогичное выражению коэффициента потерь спиральных отводов

$$\zeta_{отв п} = 0,1 + \zeta_{прив} (c_{л.г}/c_{2u})_p^2, \quad (3.51)$$

$$\text{где } \zeta_{прив} = \zeta_d + (f_{л.г}/f_5)^2 \zeta_c + (z_d f_{л.г}/F_r)^2 \zeta_{к.д}. \quad (3.52)$$

Отметим, что существует оптимальная степень диффузорности  $f_5/f_{л.г}$ , при которой  $\zeta_{отв п}$  достигает минимума. Действительно, увеличение  $f_5/f_{л.г}$  (при  $f_{л.г} = \text{const}$ ), с одной стороны, увеличивает коэффициент потерь  $\zeta_d$ , определяемый формулой (3.50), с другой стороны, уменьшает второй член правой части формулы (3.52),

так как  $\zeta_c$ , определяемый формулой (3.31), можно оставить постоянным за счет уменьшения  $c_r$  (увеличения  $F_r$ ) при уменьшении  $c_{5л}$  (увеличении  $f_5$ ). При этом третий член правой части формулы (3.52) тоже будет уменьшаться за счет увеличения  $F_r$  и уменьшения  $\zeta_{к.д.}$  определяемого формулой (3.36). Обычно минимальное значение  $\zeta_{к.д.}$  лопаточного отвода находится на уровне коэффициента потерь одновиткового спирального отвода.

На нерасчетных режимах коэффициент потерь лопаточного отвода  $\zeta_{отв}$  можно найти по формуле (3.40), в которой используется значение  $A$ , определенное по  $\zeta_{прив.}$ , подсчитанному по формуле (3.52).

Отношение скоростей для расчетного режима находится по формуле

$$(c_{л.г}/c_{2u})_p = -A\bar{R}_{л.г}\bar{R}_0/(2\zeta_{прив.}) + \sqrt{\left(\frac{A\bar{R}_{л.г}\bar{R}_0}{2\zeta_{прив.}}\right)^2 + A/\zeta_{прив.}}, \quad (3.53)$$

где  $\bar{R}_0 = \left(1 + \frac{D_4}{D_2}\right)/2$ ;  $\bar{R}_{л.г} = \bar{R}_0 + f_{л.г}/(b_4 D_2)$ .

Коэффициент  $A$  определяется для  $\kappa > 1$  по  $\zeta_{прив.}$ .

Обычно  $(c_{л.г}/c_{2u})_p = 0,65 \dots 0,75$ .

### 3.1.1.6. Гидравлические потери и гидравлический КПД насоса

Гидравлические потери в центробежном насосе  $L_r$  складываются из потерь в подводе  $L_{подв.}$ , в центробежном колесе  $L_k$  и отводе  $L_{отв.}$ :

$$L_r = L_{подв.} + L_k + L_{отв.} \quad (3.54)$$

Используя соотношения (3.1), (3.13) и (3.38), преобразуем выражение (3.54):

$$L_r = \zeta_{подв.} c_1^2/2 + \zeta_k u_1^2/2 + \zeta_{отв.} c_{2u}^2/2.$$

В связи с тем что  $c_1^2 = c_{1z}^2 \ll u_1^2$  и  $c_1^2 \ll c_{2u}^2$ , при рассмотрении гидравлических потерь в насосе потерями в подводе можно пренебречь. Тогда последнее соотношение можно записать в виде

$$L_r = \zeta_k u_1^2/2 + \zeta_{отв.} c_{2u}^2/2. \quad (3.55)$$

Вычитая из теоретического напора удельную энергию, затраченную в связи с гидравлическими потерями, получим выражение для действительного напора, создаваемого насосом:

$$H = H_T - L_r = H_T - L_k - L_{отв.} = u_2 c_{2u} - \zeta_k u_1^2/2 - \zeta_{отв.} c_{2u}^2/2.$$

Отношение действительного напора к теоретическому представляет собой гидравлический КПД насоса:

$$\eta_r = H/H_T = 1 - L_r/H_T.$$

С помощью соотношений (3.55) и (3.10) приведем последнее выражение к виду:

$$\eta_r = 1 - \frac{\zeta_k \bar{D}_1^2}{2k_z(1-q)} - \frac{\zeta_{отв.}}{2} k_z(1-q). \quad (3.56)$$

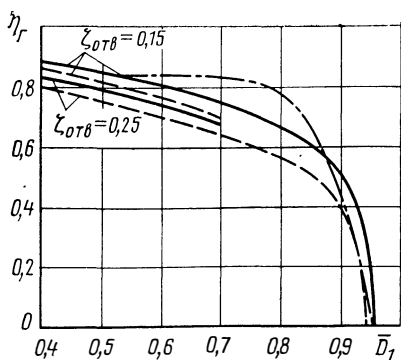


Рис. 3.19. Зависимости гидравлического КПД от относительного диаметра  $\bar{D}_1$  и коэффициента потерь в отводе:

—, — — — центробежный, насос соответственно  $q = 0$ ,  $q = 0,2$ ; - · - - шнеко-центробежный насос,  $q = 0$ ,  $\Phi_{opt}$

В области  $\bar{D}_1 < 0,55$  удается поддерживать коэффициент  $k_z$ , входящий в соотношение (3.56), на уровне приблизительно 0,82 увеличением числа лопаток (см. рис. 3.9). При больших  $\bar{D}_1$  нецелесообразно выбирать число лопаток, превышающее 20, так как это ведет к значи-

тельному загромождению проходных сечений колеса. Поэтому при  $z = 18 \dots 20$  увеличение  $\bar{D}_1$  (в области  $\bar{D}_1 > 0,7$ ) приводит уже к уменьшению  $k_z$  (см. рис. 3.9). Последнее ведет к более резкому падению гидравлического КПД насосов с  $\bar{D}_1 > 0,7$  при увеличении  $\bar{D}_1$  [сумма второго и третьего членов правой части уравнения (3.56) с уменьшением  $k_z$  возрастает]. Рассчитанная с помощью уравнения (3.56) зависимость для гидравлического КПД центробежного насоса приведена на рис. 3.19. Помимо увеличения  $\bar{D}_1$  к уменьшению гидравлического КПД ведет рост расходного параметра  $q$  и коэффициента потерь в отводе  $\zeta_{отв}$  ( $\zeta_{отв} \approx 0,4$ ).

При значениях  $\bar{D}_1 > 0,55$  установка шнека приводит к уменьшению гидравлических потерь в центробежном колесе, повышая гидравлический КПД шнекоцентробежного насоса [9]. Это обстоятельство очень важно для насосов ЖРД, так как центробежные колеса насосов ЖРД больших тяг имеют большие значения  $\bar{D}_1$ . Поэтому шнек часто применяется не только для повышения антикавитационных качеств насоса, но и для повышения КПД.

Опытные данные показывают, что существует оптимальная относительная закрутка потока на входе в центробежное колесо  $\varphi = c_{1u}/u_1$ , создаваемая шнеком, при которой достигается максимальный гидравлический КПД шнекоцентробежного насоса. С увеличением  $\bar{D}_1$  ( $\bar{D}_1 \geq 0,55$ ) выигрыш в гидравлическом КПД при установке шнека возрастает, достигая при  $\bar{D}_1 \approx 0,7$  значений 20 ... 30 %. Влияние относительной закрутки  $\varphi$  на потери в центробежном колесе связано с тем, что при увеличении  $\varphi$  (что соответствует увеличению шага шнека) увеличивается доля энергии, передаваемой с помощью кориолисовых сил инерции (см. рис. 2.34), а доля энергии, передаваемой центробежным колесом в результате циркуляционного обтекания, уменьшается, диффузорность потока также уменьшается. Гидравлические потери в центробежном колесе при этом будут уменьшаться.

При дальнейшем увеличении  $\varphi$  (шага шнека) возрастает доля потерь шнекового преднасоса в общем балансе энергии, так как

гидравлический КПД шнека несколько меньше, чем гидравлический КПД центробежного колеса. Кроме того, при больших значениях  $\varphi$  растут потери на участке между шнеком и центробежным колесом. Поэтому существует оптимальное значение закрутки:

$$\varphi_{\text{opt}} = 1 - \frac{1 - k_z(1 - q)}{\bar{D}_1}.$$

Обычно  $\varphi_{\text{opt}} = 0,35 \dots 0,45$ .

Гидравлический КПД шнекоцентробежного насоса с  $\bar{D}_1 > 0,5$  при  $\varphi \leq \varphi_{\text{opt}}$  можно оценить с помощью выражения

$$\frac{\eta_r}{(\eta_r)_{\varphi=0}} = 1 + 2(\bar{D}_1 - 0,45)^2 \frac{\varphi}{\varphi_{\text{opt}}}, \quad (3.57)$$

где  $(\eta_r)_{\varphi=0}$  — гидравлический КПД насоса при  $\varphi = 0$  на входе в центробежное колесо, определяемый по формуле (3.56).

Введение оптимальной закрутки ведет к повышению гидравлического КПД шнекоцентробежных насосов, имеющих  $0,5 < \bar{D}_1 < 0,7$ , до уровня, соответствующего  $\bar{D}_1 \leq 0,5$  (см. рис. 3.19). При увеличении  $\bar{D}_1$  в области  $\bar{D}_1 > 0,7$  потери в центробежном колесе значительно возрастают ( $z = 18 \dots 20$ ) и введение оптимальной закрутки уже не может привести к повышению гидравлического КПД шнекоцентробежного насоса до уровня гидравлического КПД насосов с  $\bar{D}_1 \leq 0,5$ . Поэтому увеличение  $\bar{D}_1$  сверх  $\bar{D}_1 = 0,7$  ведет к падению КПД шнекоцентробежного насоса.

При предварительных расчетах шнекоцентробежных насосов можно принять, что при  $\bar{D}_1 \leq 0,7$   $\eta_r = 0,82 \dots 0,85$  и  $k_z \eta_r = 0,64 \dots 0,68$ ; при  $\bar{D}_1 > 0,7$   $\eta_r = 0,83 - 50(\bar{D}_1 - 0,7)^3$  и  $k_z \eta_r = 0,66 - 10(\bar{D}_1 - 0,7)^2$ .

При проектировании шнекоцентробежных насосов для повышения КПД следует выбирать значения  $\bar{D}_1$ , не превышающие 0,8, или применять диагональные колеса.

Гидравлический КПД насоса можно выразить через гидравлический КПД колеса и отвода:

$$\eta_r = \eta_{r.k} \eta_{\text{отв}},$$

где  $\eta_{r.k} = H_k/H_T = H_T - L_k/H_T$ ;  $\eta_{\text{отв}} = H/H_k = H/(H + L_{\text{отв}}) = (H_T - L_k - L_{\text{отв}})/(H_T - L_k)$ ;  $H_k$  — полный напор колеса.

### 3.1.2. Потери на утечки. Дисковые и механические потери

#### 3.1.2.1. Потери на утечки

**Общие сведения.** В общем случае утечки жидкости в центробежном насосе могут происходить (рис. 3.20):

- а) через переднее уплотнение, отделяющее полость высокого давления от полости низкого давления ( $\dot{V}_{y1}$ );
- б) через разгрузочные отверстия ( $\dot{V}_{y2}$ );
- в) через уплотнение по валу ( $\dot{V}_{y3}$ ).

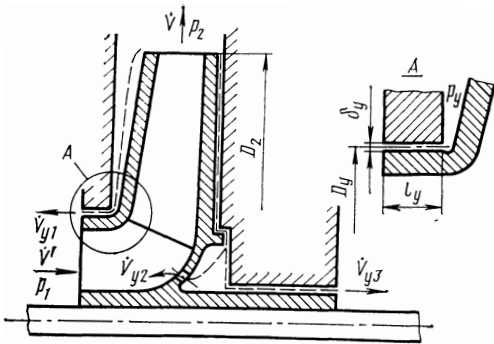


Рис. 3.20. Схема утечек жидкости из полости нагнетания

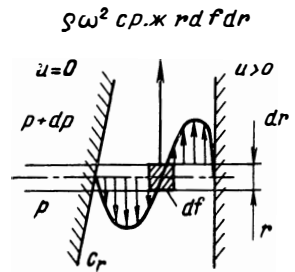


Рис. 3.21. Эпюра меридиональных скоростей движения жидкости в осевом зазоре между диском колеса и корпусом насоса

Уплотнение на валу, отделяющее проточную часть насоса от дренажных полостей, как правило, стараются выполнять с полной герметизацией, применяя контактные или импеллерные уплотнения. Жидкость, перетекающая через уплотнение по валу, может отводиться на вход в насос, в бак или в окружающее пространство.

В открытых колесах утечка жидкости из полости нагнетания в полость всасывания происходит через зазор между лопатками и корпусом. Наличие покрытия диска ликвидирует перетекание с нагнетающей стороны на нерабочую сторону лопатки, но не устраняет утечки из полости нагнетания в полость всасывания.

При проектировании ТНА ЖРД важно знать расход утекающей из полости высокого давления жидкости:

$$\dot{V}_y^* = \dot{V}_{y1} + \dot{V}_{y2} + \dot{V}_{y3}.$$

Методика расчета расхода жидкости, вытекающей через уплотнение, дана на примере щелевого кольцевого уплотнения, отделяющего полость высокого давления от полости низкого давления на ведомом диске центробежного колеса (см. рис. 3.20).

Расход  $\dot{V}_{y1}$  зависит от площади проходного сечения щели в уплотнении, конструктивного выполнения уплотнения (острота кромок и пр.) и перепада давлений.

Расход через щель при заданном перепаде давлений находится по известной формуле:

$$\dot{V}_{y1} = \mu f_y \sqrt{2(p_y - p_1)/\rho},$$

или по формуле

$$\dot{V}_{y1} = \mu \pi D_y \delta_y \sqrt{2L_y}, \quad (3.58)$$

где  $\mu$  — коэффициент расхода;  $f_y$  — площадь проходного сечения уплотнения;  $D_y$  — диаметр проходного сечения уплотнения;  $\delta_y$  — радиальный зазор;  $p_y$  — давление перед уплотнением;  $p_1$  — давление на входе в колесо;  $L_y$  — энергия, теряемая жидкостью при перетекании через уплотнение.

Выразим  $L_y$  через статический напор колеса:

$$L_y = (p_y - p_1)/\rho = (p_2 - p_1)/\rho - (p_2 - p_y)/\rho = H_{ст} - (p_2 - p_y)/\rho, \quad (3.59)$$

где  $p_2$  — давление на выходе из колеса;  $H_{ст}$  — статический напор колеса.

Для того чтобы вычислить утечку через уплотнение, следует в первую очередь найти давление перед уплотнением  $p_y$ , которое определяется законом движения жидкости в осевом зазоре между вращающимся колесом и корпусом насоса.

**Определение давления в зазоре между вращающимися колесом и корпусом насоса.** Распределение давления в зазоре между колесом и корпусом насоса зависит от характера движения жидкости в нем. Непосредственно у колеса жидкость вращается вместе с ним. У стенки корпуса жидкость неподвижна. Промежуточные слои жидкости в зазоре приводятся в движение силами вязкости. Примерная эпюра окружных скоростей (в сечении зазора цилиндром произвольного радиуса) при отсутствии утечки через зазор показана на рис. 2.70.

При вращении жидкости в зазоре возникает движение ее в меридиональной плоскости. Под действием центробежных сил слои жидкости, прилегающие к колесу, перемещаются к большему радиусу. Под воздействием повышенного давления на выходе из колеса, вдоль стенки корпуса начинается движение от периферии к оси. Примерная эпюра меридиональных скоростей движения жидкости в осевом зазоре при малых утечках представлена на рис. 3.21, а линия тока дана на рис. 2.69. На распределение скоростей в зазоре влияет окружная скорость потока на периферии осевого зазора и утечки через уплотнения.

В первом приближении найдем давление перед уплотнением для малой утечки жидкости, не влияющей на распределение скоростей и давлений в зазоре. При этом средняя угловая скорость вращения жидкости будет равняться половине угловой скорости вращения колеса:

$$\omega_{ср. ж} = \omega/2. \quad (3.60)$$

Найдем закон изменения давления по радиусу в зазоре для частиц жидкости, находящихся в радиальном равновесии. На элемент жидкости, находящийся в радиальном равновесии, в системе координат, связанной с этим элементом, действует центробежная инерционная сила  $\rho\omega_{ср. ж}^2 r dr$  и сила от разности давлений  $dp dr$  (см. рис. 3.21).

Из уравнения радиального равновесия (2.109) следует, что

$$dp/dr = \rho\omega_{ср. ж}^2 r. \quad (3.61)$$

Используя соотношение (3.60), после интегрирования уравнения (3.61) от  $r$  до  $r_2$  получим

$$p = p_2 - \rho \frac{\omega_3^2}{8} \left[ 1 - \left( \frac{r}{r_2} \right)^2 \right]. \quad (3.62)$$

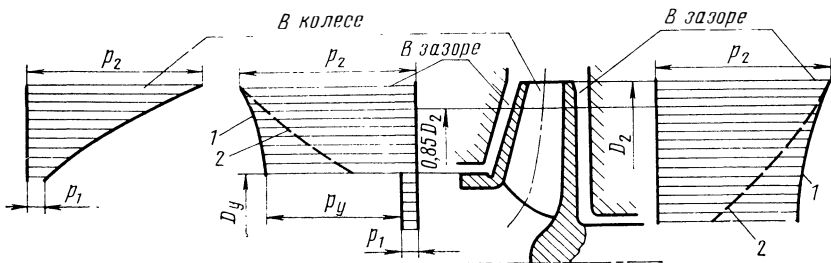


Рис. 3.22. Эпюры давлений в осевом зазоре между диском колеса и корпусом насоса и в проточной части колеса:

1 — без учета утечек; 2 — с учетом утечек

Зная радиус  $R_y$ , на котором расположено уплотнение, найдем давление перед ним  $p_y$ :

$$p_y = p_2 - \rho \frac{u_2^3}{8} \left[ 1 - \left( \frac{R_y}{r_2} \right)^2 \right]. \quad (3.63)$$

Подставляя выражение (3.63) в уравнение (3.59), найдем удельную работу, затрачиваемую при течении жидкости через уплотнение:

$$L_y = H_{ст} - \frac{u_2^3}{8} \left[ 1 - \left( \frac{R_y}{r_2} \right)^2 \right], \quad (3.64)$$

где  $H_{ст} = H_k - H_{дин}$ . С учетом формулы (2.94) получим при  $c_{1m} \approx c_{2m}$

$$H_{ст} = H_T \eta_{г.к} - (c_{2u}^2/2). \quad (3.65)$$

На рис. 3.22 представлено распределение давлений в осевом зазоре и в проточной части колеса. Без учета утечек давление  $p_y$  больше, что дает некоторое завышение  $V_y$ .

Значение  $L_y$  можно уточнить путем учета влияния утечек. Утечки жидкости через уплотнение колеса приводят к возникновению радиального течения в осевом зазоре от периферии к центру. При отсутствии трения окружная скорость потока изменяется по закону  $c_u r = \text{const}$  (см. разд. 2.10.2.1). Это ведет к тому, что с уменьшением радиуса увеличивается угловая скорость жидкости  $\omega_{ж} = c_u/r$ , а давление уменьшается. Такое же изменение  $c_u$ ,  $\omega_{ж}$  и давления наблюдается и при наличии трения. Изменение этих параметров по радиусу зависит от расхода утечек и окружной скорости потока на периферии осевого зазора  $c_{3u}$ , которую в первом приближении можно принять равной  $c_{2u}$ . При наличии утечек запишем предложенное О. А. Вербицкой выражение для разности давлений в сечениях радиуса  $r_2$  и текущего радиуса  $r$ , справедливое для гладких дисков:

$$p_2 - p = \rho u_2^2 k_y e^{2,3 [\alpha (c_{2u}/u_2) + \beta (r/r_2)]}, \quad (3.66)$$

где  $k_y$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  — коэффициенты, зависящие от расхода через уплотнение  $V_y$  (рис. 3.23).

В области, где  $r \geq 0,85r_2$ , можно принять линейную зависимость разности  $p_2 - p$  от радиуса  $r$ :

$$p_2 - p = 6,67 (p_2 - p_{r=0,85r_2}) (1 - r/r_2). \quad (3.67)$$

Полагая  $r = R_y \leq 0,85r_2$ , найдем разность давлений на выходе из колеса и перед уплотнением:

$$p_2 - p_y = \rho u_2^2 k_y e^{2,3 [\alpha (c_{2u}/u_2) + \beta (R_y/r_2)]} \quad (3.68)$$

Рис. 3.23. Зависимость коэффициентов  $k_y$ ,  $\alpha$  и  $\beta$  от  $\dot{V}_y/(\omega r_2^3)$

и соответствующую этой разности удельную работу

$$L_y = H_{ст} - u_2^2 k_y e^{2,3[\alpha(c_{2u}/u_2) + \beta(R_y/r_2)]}. \quad (3.69)$$

Так как  $L_y$  зависит от расхода  $\dot{V}_{y1}$  (через коэффициенты  $k_y$ ,  $\alpha$  и  $\beta$ ), а  $\dot{V}_{y1}$  в свою очередь, зависит от  $L_y$ , см. формулу (3.58), то значение  $\dot{V}_y$  будет определено в результате нескольких приближений.

**Определение коэффициента расхода.** Коэффициент расхода определяется значением гидравлического сопротивления уплотнения. Чем больше это сопротивление, тем меньше расход через уплотнение при заданном перепаде давлений. Исходя из этого для уменьшения расхода через уплотнения стремятся увеличить гидравлические потери по тракту, повышая искусственно сопротивления введением острых кромок, внезапных расширений, крутых поворотов и пр.

Для щелевых (см. рис. 3.20, вид А) и плавающих уплотнений коэффициент расхода  $\mu$  определим по формуле

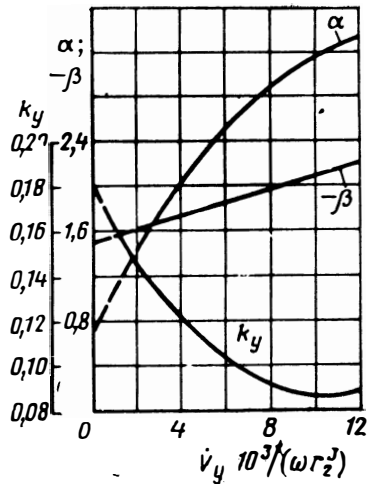
$$\mu = 1 / \sqrt{\lambda l_y / (2\delta_y) + 1,5}, \quad (3.70)$$

где коэффициент сопротивления  $\lambda = 0,06 \dots 0,08$ . Обычно  $l_y/\delta_y = 100 \dots 200$  и  $\mu = 0,4 \dots 0,5$ . При определении утечек через разгрузочные отверстия ( $\dot{V}_{y2}$ ) принимают  $\mu = 0,4 \dots 0,6$ .

При больших перепадах давлений на уплотнении в нем возникают большие скорости течения, приводящие к кавитации. При кавитации в уплотнении уменьшаются утечки, но возможны эрозия и пульсации.

**Расчет импеллерного уплотнения вала.** В ТНА широко применяются гидродинамические радиальные уплотнения вала — импеллерные уплотнения (рис. 3.24). Импеллерное уплотнение служит для предотвращения попадания жидкости из полости высокого давления  $p_{дмп}$  в газовую полость низкого давления  $p_{имп}$ . Импеллерные уплотнения разъединяют полости насосов и полости турбины, а также полости насосов и полости, сообщающиеся с окружающим пространством — дренажные полости.

Импеллерное уплотнение представляет собой колесо (импеллер), которое устанавливается в корпусе с малым осевым  $\delta_z$  и радиальным  $\delta_r$  зазорами. Вид лопаток колеса не оказывает заметного влияния на эффективность уплотнения, так как через импеллер нет течения жидкости. Из технологических соображений лопатки импеллера выполняются радиальными.





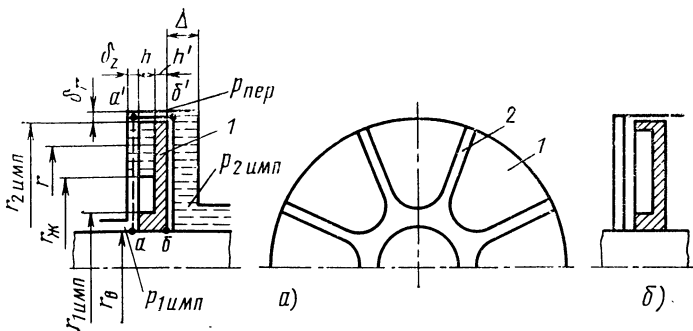


Рис. 3.24. Схема импеллерного уплотнения вала с открытым (а) и закрытым (б) импеллером:

1, 2 — диск и лопатки импеллера

Импеллеры могут быть открытыми (см. рис. 3.24, а) и закрытыми по наружному диаметру (см. рис. 3.24, б). Применение закрытых импеллеров уменьшает попадание газа в полость, заполненную жидкостью. С этой целью обеспечивается и заполнение импеллеров жидкостью ( $r_{\text{ж}} < r_{2\text{имп}}$ ).

Лопатки импеллера вовлекают жидкость во вращение с угловой скоростью  $\omega_{\text{ж}}$ . Распределение давления в осевом зазоре, заполненном жидкостью, определяется этой угловой скоростью. Интегрируя выражение (3.61), получим

$$p_{\text{имп}} = p_{\text{пер}} - \rho \varphi^2 \omega^2 (r_{2\text{имп}}^2 - r^2)/2, \quad (3.71)$$

где  $\varphi^2 = (\omega_{\text{ж}}/\omega)^2$  — коэффициент,  $p_{\text{пер}}$  — давление жидкости на периферии импеллера. При обычном осевом зазоре ( $\Delta/r_{2\text{имп}} = 0,2$ ) жидкость со стороны гладкого диска вращается с угловой скоростью, равной половине угловой скорости колеса, так как отсутствует расходное течение. Тогда на основании формулы (3.62) получим, что

$$p_{\text{пер}} = p_{2\text{имп}} + \rho \frac{\omega^2}{8} (r_2^2 - r_B^2).$$

Полагая в формуле (3.71)  $r = r_{\text{ж}}$  и используя последнее соотношение, получим выражение для перепада давлений на уплотнении:

$$p_{2\text{имп}} - p_{1\text{имп}} = \rho \omega^2 [\varphi^2 (r_{2\text{имп}}^2 - r_{\text{ж}}^2)/2 - (r_{2\text{имп}}^2 - r_B^2)/8]. \quad (3.72)$$

При полном заполнении импеллера ( $r_{\text{ж}} = r_{1\text{имп}} \approx r_B$ ) перепад давлений, удерживаемый уплотнением, будет максимальным:

$$(p_{2\text{имп}} - p_{1\text{имп}})_{\text{max}} = \rho \omega^2 (\varphi^2 - 0,25) (r_{2\text{имп}}^2 - r_{1\text{имп}}^2)/2. \quad (3.73)$$

Для импеллеров с  $r_{2\text{имп}} = 20 \dots 60$  мм (при  $\omega \geq 1000$  рад/с) значение коэффициента  $\varphi^2$  лежит в пределах 0,88 ... 0,92 при числе лопаток импеллера  $z \geq 12$ ,  $h \geq 4$  мм,  $\delta_z < 5$  мм. Увеличение  $z$  и  $h$  ведет к росту  $\varphi^2$ .

Мощность, потребляемая импеллером при  $r_{\text{ж}} = r_B$ , определится по формуле

$$N_{\text{имп}} = c_{\text{имп}} \rho \omega^3 r_{2\text{имп}}^5, \quad (3.74)$$

где по данным А. С. Шапиро  $c_{\text{имп}} = 0,0041 a \varphi^2 + 0,0011 (1 + 5h'/r_{2\text{имп}})$ ;  $a = 1$  для закрытого импеллера, а для открытого импеллера

$$a = 1 + 5(\delta_z + h + \delta_r)/r_{2\text{имп}}.$$

Мощность, потребляемая закрытым импеллером, меньше мощности, потребляемой открытым импеллером, в 1,5 ... 2 раза, так как в закрытом импеллере меньше

потери, вызванные обменом жидкости через поверхность между межлопаточным каналом импеллера и корпусом.

Выразим мощность, потребляемую импеллером, через максимальный перепад давлений с помощью формул (3.73) и (3.74):

$$N_{\text{имп}} = A' (p_{2\text{имп}} - p_{1\text{имп}})_{\text{max}}^{5/2} / \rho^{3/2} \omega^2, \quad (3.75)$$

где  $A'$  — коэффициент.

Из формулы (3.75) следует, что при заданном перепаде давлений увеличение угловой скорости импеллера уменьшает потребляемую мощность ввиду уменьшения диаметра импеллера. Поэтому импеллерные уплотнения нашли применение в насосах ЖРД, имеющих высокие угловые скорости.

### 3.1.2.2. Дискосые потери

При работе насоса неизбежна затрата мощности, связанная с дисковыми потерями. В насосах ЖРД к дисковым потерям, кроме потери энергии, связанной с трением наружных поверхностей колеса о жидкость  $N_{\text{тр. д}}$  относят затрату мощности на гидравлическое торможение  $N_{\text{г. т}}$ :

$$N_{\text{д}} = N_{\text{тр. д}} + N_{\text{г. т}}$$

При расходах, меньших расчетного, начиная с  $\dot{V}_{\text{г. т}} \approx 0,6\dot{V}_{\text{р}}$  на входе в колесо и на выходе из него наблюдаются интенсивные обратные токи. Обратные токи жидкости увеличивают поверхность трения. Поток, получивший закрутку в колесе, проникая в основной незакрученный поток, теряет закрутку из-за турбулентного трения. Связанную с этим потерю энергии и называют потерей на гидравлическое торможение на входе в колесо. Потери гидравлического торможения на выходе из колеса связаны с обратными токами, возникающими из-за наличия обратного течения в спиральном отводе при малых расходах. Эти потери в основном и определяют потери гидравлического торможения.

Мощность гидравлического торможения в насосах со спиральными отводами можно определить следующим образом:

$$N_{\text{г. т}} = \rho c_{\text{г. т}} \omega^3 r_2^5,$$

$$\text{где} \quad c_{\text{г. т}} = 0,36 \frac{F_{\text{г}} k_z^2}{\pi r_2^3} \left(1 - \frac{\dot{V}}{0,6\dot{V}_{\text{р}}}\right)^2. \quad (3.76)$$

Формула справедлива только при  $\dot{V} < 0,6\dot{V}_{\text{р}}$ , при  $\dot{V} \geq 0,6\dot{V}_{\text{р}}$   $c_{\text{г. т}} = 0$ .

Из формулы (3.76) следует, что мощность гидравлического торможения возрастает с увеличением площади сечения горла отвода  $F_{\text{г}}$ , т. е. с увеличением расчетного расхода через насос (коэффициента быстроходности).

Для двухвиткового отвода в формулу (3.76) вместо  $F_{\text{г}}$  следует подставить сумму площадей сечения выхода из витков сборника (см. рис. 3.11):

$$(F_{\text{б}} + F_0) + (F_{\text{а}} + F_0) = 2(F_{\text{б}} + F_0).$$

В случае лопаточного отвода вместо  $F_{\text{г}}$  используется суммарная площадь на входе в лопаточный диффузор  $z_{\text{д}} (f_{\text{л. г}} + f_0)$ , см. рис. 3.12.

Затрата мощности на трение диска определяется формулой (2.186). Если значение  $C_{\text{тр.д}}$  подставить в формулу (2.187), то окончательно получим

$$N_{\text{тр.д}} = \text{const} \omega^{2,8} r_2^{4,6}. \quad (3.77)$$

### 3.1.2.3. Механические потери

Механические потери мощности в насосе (мощность, затраченную в подшипниках  $N_{\text{подш}}$  и в контактных и импеллерных уплотнениях  $N_y$ ) зависят от конкретной конструкции насоса. Можно приближенно считать при отсутствии импеллерных уплотнений

$$N_{\text{мех}} = N_{\text{подш}} + N_y = (0,005 \dots 0,01) N_{\text{н}}. \quad (3.78)$$

В общем случае зависимость мощности, затраченной на трение в контактных уплотнениях и в подшипниках, может быть представлена в виде

$$N_{\text{мех}} = N_{\text{подш}} + N_y = \text{const}_1 \omega^2 + \text{const}_2 \omega. \quad (3.79)$$

Мощность, затраченная в подшипниках, пропорциональна квадрату угловой скорости. Мощность, затраченная в контактных уплотнениях (в манжетах, сальниках), обычно пропорциональна угловой скорости в первой степени. Окончательно характер зависимости (3.79) определяется конкретным конструктивным выполнением насоса.

Основную долю  $N_{\text{мех}}$  составляет мощность, затрачиваемая на привод импеллеров, которые, как правило, применяются в современных ТНА

$$N_{\text{мех}} = N_{\text{имп}} + N_{\text{подш}} + N_y = (0,03 \dots 0,05) N_{\text{н}}.$$

### 3.1.3. КПД насоса

#### 3.1.3.1. Расходный КПД

Преобразуем формулу для расходного КПД насоса, записанную в виде

$$\eta_p = 1 / (1 + \dot{V}_y / \dot{V}). \quad (3.80)$$

Примем, что утечки в насосе происходят через два одинаковых уплотнения колеса. Тогда можно записать согласно формулам (3.58), (3.64), (3.65)

$$\dot{V}_y = 2\mu\pi D_y \delta_y \sqrt{\eta_{г.к} H_T - \frac{c_{2u}^2}{2} - \left[ 1 - \left( \frac{D_y}{D_2} \right)^2 \right] \frac{u_2^2}{8}}. \quad (3.81)$$

Выражая  $H_T$  через расходный параметр насоса  $q_p$ , соответствующий расчетному режиму, см. формулу (3.10), и преобразуя с помощью формулы (2.164) выражение (3.81), получим

$$\frac{\dot{V}_y}{\dot{V}} = 1,33 \cdot 10^6 \mu \frac{\delta_y}{D_y} \left( \frac{D_y}{D_1} \right)^2 \left( \frac{D_1}{D_2} \right)^2 \frac{A}{[k_z \eta_{г.к} (1 - q_p)]^{3/2} n_s^2}, \quad (3.82)$$

где  $A = \left\{ \eta_{г.к} k_z (1 - q_p) - \frac{1}{2} [k_z (1 - q_p)]^2 - \frac{1}{8} \left[ 1 - \left( \frac{D_y}{D_1} \right)^2 \left( \frac{D_1}{D_2} \right)^2 \right] \right\}^{1/2}$ ;  
 $n_s$  — коэффициент быстроходности насоса, подсчитанный по всему расходу через насос  $\dot{V}$ .

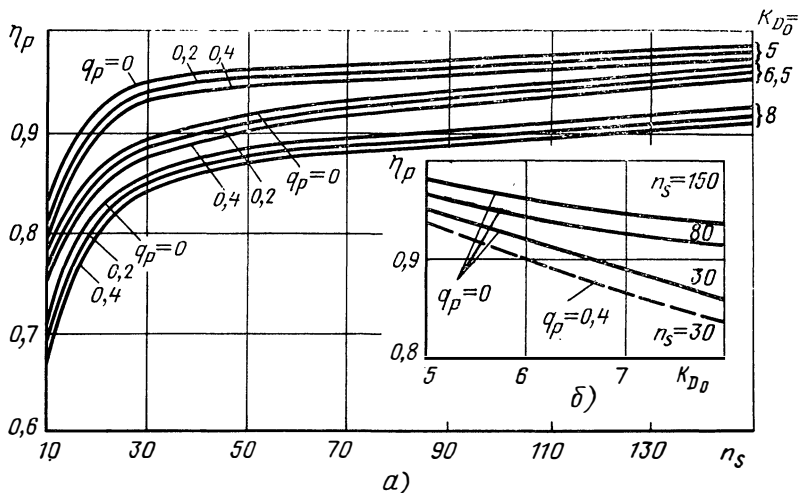


Рис. 3.25. Зависимость расходного КПД насосов от  $n_s$  (а) и  $K_{D_0}$  (б) при различных значениях расходного параметра  $q_p$  на расчетном режиме

Подставив выражение (3.82) в формулу (3.80), получим

$$\eta_p = \frac{1}{1 + 1,33 \cdot 10^6 \mu \frac{\delta_y}{D_y} \left(\frac{D_y}{D_1}\right)^2 \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 \frac{A}{[k_2 \eta_r (1 - q_p)]^{3/2} n_s^2}}. \quad (3.83)$$

Расчетная формула (3.83) для расходного КПД включает в себя отношение диаметров центробежного колеса. Можно записать, что

$$\frac{D_1}{D_2} = \left(\frac{D_1}{D_0}\right) \left(\frac{D_0}{D_2}\right) = 0,47 \frac{D_1}{D_0} K_{D_0} \sqrt[3]{\frac{\dot{V}}{i\omega}} \cdot \frac{\omega}{2u_2}, \quad (3.84)$$

где  $D_0$  — диаметр входа в колесо;

$$K_{D_0} = 2,13 D_0 \sqrt[3]{\frac{\dot{V}}{i\omega}} \quad (3.85)$$

— коэффициент диаметра входа\* (как будет показано дальше, этот коэффициент определяется при расчете на кавитацию);  $i$  — число входов в колесо.

После преобразования выражения (3.84) с использованием формул (2.164) и (3.10) окончательно получим

$$\frac{D_1}{D_2} = 0,007 \frac{\varphi_D K_{D_0}}{\sqrt[3]{i}} \sqrt{k_2 \eta_r (1 - q_p)} \cdot n_s^{2/3}, \quad (3.86)$$

где  $\varphi_D = D_1/D_0$ .

На рис. 3.25, а представлена зависимость расходного КПД насоса  $\eta_p$  от коэффициента быстроходности  $n_s$  расходного параметра  $q_p$  и коэффициента диаметра входа в колесо  $K_{D_0}$ .

При расчетах значения  $k_2$ ;  $\eta_r$  и  $\eta_{r,к}$  определялись по данным разд. 3.1.1.6. Кроме того, было принято, что  $\mu = 0,4$ ;  $\delta_y/D_y = 0,85 \cdot 10^{-3}$ ;  $D_y/D_1 = 1,4$ ;  $\varphi_D = 0,9$ .

\* Безразмерный коэффициент 2.13 в формуле (3.85) вводится для того, чтобы значение  $K_{D_0}$ , подсчитанное по этой формуле, совпадало со значением  $K_{D_0}$ , подсчитанным по формуле  $K_{D_0} = D_0 \sqrt[3]{\dot{V}/in}$ , где  $n$  — частота вращения, об/мин.

Зависимости, приведенные на рис. 3.25, могут быть использованы для предварительной оценки расходного КПД насоса. С увеличением  $n_s$  значение  $\eta_p$  возрастает, что можно объяснить ростом  $\dot{V}$  при примерно неизменном значении  $\dot{V}_y$ . Возрастание расходного параметра  $q_p$  приводит к уменьшению  $\eta_p$ , так как происходит увеличение статического напора колеса и давления перед уплотнением. С повышением  $K_{D_0}$  увеличивается диаметр уплотнения и возрастают утечки, поэтому  $\eta_p$  падает. Влияние  $K_{D_0}$  на  $\eta_p$  растет с уменьшением  $n_s$  (рис. 3.25, б).

### 3.1.3.2. Дискосый КПД

На расчетном режиме дисковые потери насоса состоят только из потерь на дисковое трение. Поэтому формула для дискового КПД запишется так:

$$\eta_d = H_T/H_{вн} = 1 - L_{тр. д}/H_{вн} = 1 - N_{тр. д}/N_{вн} = 1 - N_{тр. д}/(\dot{m} + \dot{m}_y) H_T + N_{тр. д}.$$

Подставим в эту формулу выражение для мощности, затрачиваемой из-за дискового трения (2.186). После преобразований, аналогичных преобразованиям, проведенным в подразд. 3.1.3.1, получим расчетную формулу для дискового КПД:

$$\eta_d = 1 - \frac{C_{тр. д}}{C_{тр. д} + 1,3 \cdot 10^{-5} \eta_r^{3/2} [k_z (1 - q_p)]^{5/2} n_s^2 + 17,2 \mu \times \frac{\delta_y}{D_y} \left(\frac{D_y}{D_1}\right)^2 \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 k_z (1 - q_p) A} \quad (3.87)$$

На рис. 3.26, а представлены зависимости дискового КПД  $\eta_d$  от  $n_s$ ,  $q_p$ ,  $K_{D_0}$ , полученные с помощью формулы (3.87). При расчетах значения  $k_z$ ,  $\eta_r$ ,  $\eta_{г.к.}$ ,  $\mu$ ,

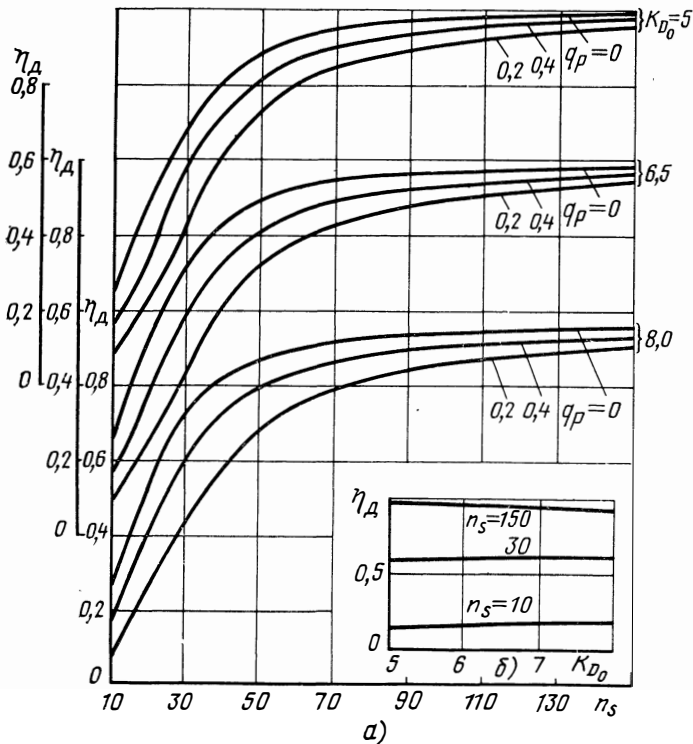


Рис. 3.26. Зависимость дискового КПД насосов от  $n_s$  (а) и от  $K_{D_0}$  при  $q_p = 0,2$  (б)

$\delta_y/D_y$ ,  $D_y/D_1$  определялись так же, как и в разд. 3.1.3.1. Коэффициент трения диска  $C_{тр.д}$  принят равным 0,002, что соответствует  $Re = 3 \cdot 10^6$ .

На рис. 3.26, а видно, что увеличение  $n_s$  и уменьшение  $q_p$  ведут к росту  $\eta_d$ . Такое влияние  $n_s$  вызвано тем, что его увеличению соответствует, например, уменьшение напора насоса, которое, в свою очередь, ведет к уменьшению диаметра колеса и мощности, расходуемой на дисковое трение. На снижение наружного диаметра колеса влияет расходный параметр  $q_p$ , так как его уменьшение увеличивает теоретический напор, см. формулу (3.10).

Влияние  $K_{D_0}$  на  $\eta_d$  различно при малых и больших значениях  $n_s$  (см. рис. 3.26, б): при малых  $n_s$  увеличение  $K_{D_0}$  ведет к возрастанию, а при больших — к уменьшению  $\eta_d$ . Это объясняется следующим образом. При больших  $n_s$  увеличение  $K_{D_0}$  приводит к превышению  $\bar{D}_1$  значения 0,7, после которого начинается падение гидравлического КПД (см. рис. 3.19). Это ведет к увеличению наружного диаметра колеса и, следовательно, к росту мощности дискового трения. В области малых  $n_s$  при увеличении  $K_{D_0}$  значение  $\bar{D}_1$  останется меньшим 0,7, гидравлический КПД не уменьшается, не изменяется наружный диаметр колеса и, следовательно, остается постоянной мощность, расходуемая на дисковое трение. Вместе с тем с увеличением  $K_{D_0}$  возрастает внутренняя мощность насоса, так как растут утечки и  $\eta_d$  возрастает.

### 3.1.3.3. Внутренний мощный КПД

Внутренний мощный КПД насоса  $\eta_{внл}$  определяется как произведение

$$\eta_{внл} = \eta_r \eta_d \eta_p.$$

Подставив в эту формулу выражение (3.83) и (3.87), получим

$$\eta_{внл} = \frac{\eta_r}{1 + 1,33 \cdot 10^6 \mu \left(\frac{D_y}{D_1}\right)^2 \left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 \frac{A \delta_y / D_y}{[k_z \eta_r (1 - q_p)]^3 n_s^2} + \frac{7,7 \cdot 10^4 \eta_r C_{тр.д}}{[k_z \eta_r (1 - q_p)]^{5/2} n_s^2}. \quad (3.88)$$

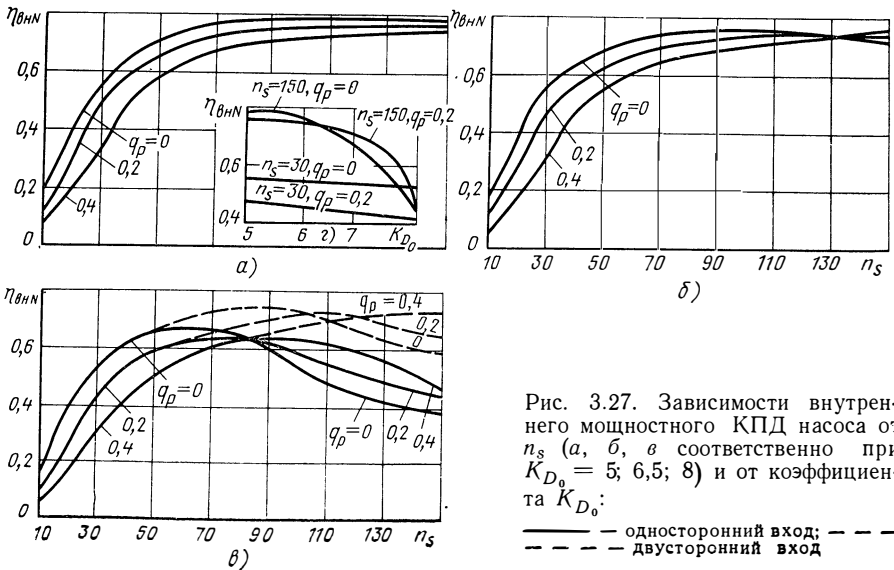


Рис. 3.27. Зависимости внутреннего мощного КПД насоса от  $n_s$  (а, б, в соответственно при  $K_{D_0} = 5; 6.5; 8$ ) и от коэффициента  $K_{D_0}$ :

————— односторонний вход; - - - - - двусторонний вход

Зависимости  $\eta_{вн. N}$  от  $n_s$  и  $q_p$  при различных  $K_{D_0}$  представлены на рис. 3.27. Влияние  $K_{D_0}$  на  $\eta_{вн. N}$  возрастает с увеличением  $n_s$  (рис. 3.27, а). С ростом  $n_s$  значение  $\eta_{вн. N}$  увеличивается, но при определенном значении  $n_s$  и больших  $K_{D_0}$  значение  $\eta_{вн. N}$  начинает уменьшаться, так как  $D_1/D_2$  достигает больших значений, при которых сильно падает  $\eta_r$  (см. рис. 3.19).

При больших  $n_s$  и  $K_{D_0}$  увеличение  $q_p$  ведет к росту  $\eta_{вн. N}$ , так как с увеличением  $q_p$ , наряду с уменьшением расходного и дискового КПД происходит увеличение гидравлического КПД в связи с уменьшением  $D_1/D_2$ , см. формулу (3.86), вследствие роста наружного диаметра колеса.

В области больших значений  $n_s$  и  $K_{D_0}$  целесообразно переходить на насосы двустороннего входа. При двустороннем входе ( $i = 2$ ) уменьшается  $\bar{D}_1$ , что ведет к возрастанию гидравлического КПД насоса. В области малых  $n_s$  значения  $\eta_{вн. N}$  для насосов одностороннего и двустороннего входов практически совпадают.

### 3.1.3.4. Механический КПД

Механический КПД насоса определяется выражением

$$\eta_{мех} = 1 - N_{мех}/N_H.$$

При отсутствии в насосе импеллерных уплотнений  $\eta_{мех} = 0,99 \dots 0,995$ . Применение импеллерных уплотнений приводит к снижению механического КПД до  $0,95 \dots 0,97$ . Этими данными можно пользоваться при предварительных расчетах полного КПД. Более точно можно оценить механический КПД насоса с импеллерными уплотнениями, используя формулу (3.74) для подсчета мощности, потребляемой импеллером.

### 3.1.3.5. Полный КПД

Полный КПД насоса  $\eta_H$  определяется как произведение внутреннего мощностного КПД  $\eta_{вн. N}$  и механического КПД  $\eta_{мех}$ :

$$\eta_H = \eta_{вн. N} \eta_{мех}. \quad (3.89)$$

## 3.1.4. Энергетические характеристики

### 3.1.4.1. Теоретические характеристики насосов при $z = \infty$

**Зависимость теоретического напора от расхода.** Работа насоса в системе питания ЖРД характеризуется частотой вращения, расходом жидкости, напором и КПД насоса. Мощность и КПД насоса однозначно связаны при заданных  $\dot{V}$  и  $H$ :

$$N_H = \rho \dot{V} H / \eta_H. \quad (3.90)$$

В ЖРД насос работает на различных расходах, так как обычно эти двигатели регулируют по тяге изменением расхода. При изменении тяги ЖРД меняется расход через насос. Параметры системы и насоса — расход, напор, частота вращения и КПД — взаимосвязаны: изменение одного из них вызывает изменение других. Наибольший интерес представляют зависимости напора, КПД и мощности насоса от расхода при постоянной частоте вращения и при отсутствии влияния кавитации на напор и КПД (автомодельность по  $\lambda_{кав}$ ). Эти зависимости будем называть энергетическими характеристиками насоса. Энергетические характеристики используются при решении задач регулирования ЖРД и при анализе динамических процессов в топливных магистралях.

Изменение режима двигателя осуществляется регулирующим устройством (регулируемое сопротивление, дроссель), устанавливаемым в выходной магистрали насоса.

Зависимость теоретического напора от расхода может быть названа теоретической напорной характеристикой насоса. Теоретические энергетические характеристики (для  $z = \infty$ ) одни и те же и для шнекоцентробежного, и для центробежного насосов при одинаковых выходных геометрических параметрах ( $\beta_{2л}$ ,  $b_2$  и  $D_2$ ).

Теоретический напор при бесконечно большом числе лопаток определяется по уравнению Эйлера<sub>к</sub> (в предположении, что  $c_{1u} = 0$ ):

$$H_{T\infty} = u_2 c_{2u\infty}. \quad (3.91)$$

Из треугольника скоростей *або* (рис. 3.28) следует, что

$$c_{2u\infty} = u_2 - c_{2m}/\operatorname{tg} \beta_{2л}. \quad (3.92)$$

Подставив выражение (3.92) в формулу для  $H_{T\infty}$ , получим

$$H_{T\infty} = u_2^2 - u_2 c_{2m}/\operatorname{tg} \beta_{2л}. \quad (3.93)$$

Используя соотношение  $c_{2m} = \dot{V}'/\pi D_2 b_2$  — расход с учетом утечек, получим

$$H_{T\infty} = u_2^2 - u_2 \dot{V}'/(\pi D_2 b_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}). \quad (3.94)$$

Исследуем формулу (3.94). Для данного насоса при постоянной частоте вращения ( $\omega = \operatorname{const}$ ) уравнение (3.94) представляет собой уравнение прямой в координатах  $H_{T\infty}$ ,  $\dot{V}'$ . Полагая  $\dot{V}' = 0$ , найдем теоретический напор при бесконечно большом числе лопаток для нулевого расхода:

$$H_{T\infty} = u_2^2.$$

При  $\operatorname{tg} \beta_{2л} > 0$ , что соответствует  $\beta_{2л} < 90^\circ$ ,  $H_{T\infty}$  может быть равным нулю. Полагая в формуле (3.94)  $H_{T\infty} = 0$ , найдем соответствующий расход:

$$u_2^2 - \frac{u_2}{\pi D_2 b_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}} \dot{V}'_{H_{T\infty}=0} = 0;$$

$$\dot{V}'_{H_{T\infty}=0} = \pi D_2 b_2 u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}. \quad (3.95)$$

Из треугольников скоростей, соответствующих данному случаю (рис. 3.29), следует

$$c''_{2m} = c''_2 = u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л};$$

при этом  $c''_{2u\infty} = 0$  и  $H_{T\infty} = 0$ .

Следовательно, для лопаток центробежного колеса, загнутых против вращения ( $\beta_{2л} < 90^\circ$ ), зависимость теоретического напора от расхода при  $z = \infty$  изображается прямой  $H_{T\infty} = f(\dot{V}')$ , отсекающей на оси ординат отрезок, равный  $u_2^2$ , а на оси абсцисс отрезок, равный  $\pi D_2 b_2 u_2 \operatorname{tg} \beta_{2л}$  (рис. 3.30).

При радиальных на выходе из колеса лопатках ( $\beta_{2л} = 90^\circ$ ;  $\operatorname{tg} \beta_{2л} = \infty$ ) из формулы (3.94) следует, что

$$H_{T\infty} = u_2^2 = \operatorname{const}.$$



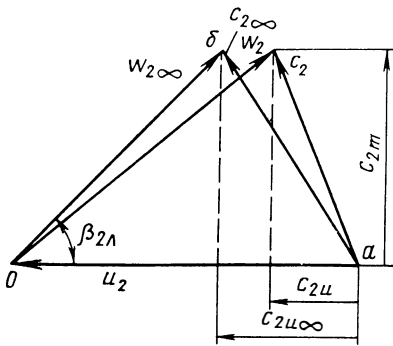


Рис. 3.28. Треугольники скоростей на выходе из колеса при конечном и бесконечном числе лопаток

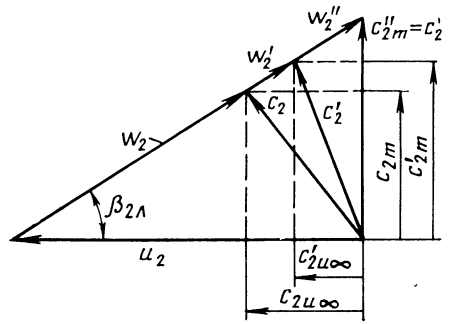


Рис. 3.29. Треугольники скоростей на выходе из колеса при разных расходах ( $\beta_{2\lambda} < 90^\circ$ )

При этом напор  $H_{\infty}$  не зависит от расхода и изображается прямой линией, параллельной оси абсцисс (см. рис. 3.30).

Треугольники скоростей на выходе из колеса при  $\beta_{2\lambda} = 90^\circ$  для разных расходов приведены на рис. 3.31.

При  $\beta_{2\lambda} > 90^\circ$  зависимость  $H_{\infty} = f(\dot{V}')$  изобразится также прямой линией;  $H_{\infty}$  растет по мере увеличения расхода (см. рис. 3.30 и 3.32).

В дальнейшем будем рассматривать главным образом характеристики насоса, имеющего  $\beta_{2\lambda} \leq 90^\circ$ , как наиболее типичного для систем ЖРД.

Рассмотрим зависимость теоретической характеристики насоса от геометрических размеров колеса. В соответствии с теоретической будет изменяться и действительная характеристика насоса. Изменение наружного диаметра колеса  $D_2$  приводит к параллельному перемещению зависимости  $H_{\infty} = f(\dot{V}')$ , так как отрезки, отсекаемые ею на оси ординат и на оси абсцисс, пропорциональны  $D_2^2$  (см. рис. 3.30 и 3.33).

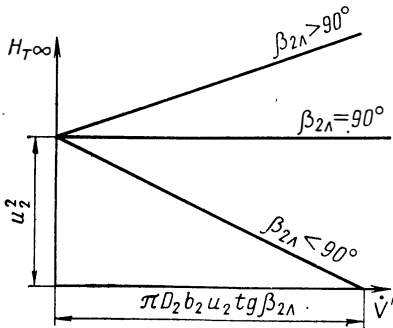


Рис. 3.30. Теоретические напорные характеристики насоса при различных углах лопаток и при  $\omega = \text{const}$

Увеличение ширины колеса  $b_2$  на выходе приводит к получению

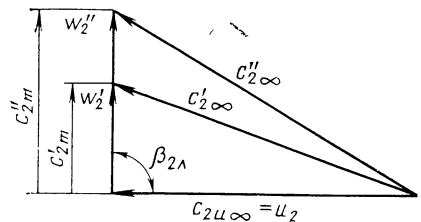


Рис. 3.31. Треугольники скоростей на выходе из колеса при разных расходах ( $\beta_{2\lambda} = 90^\circ$ )

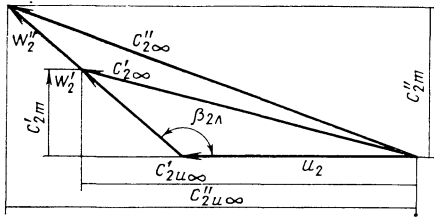


Рис. 3.32. Треугольники скоростей на выходе из колеса при разных расходах ( $\beta_{2\Delta} > 90^\circ$ )

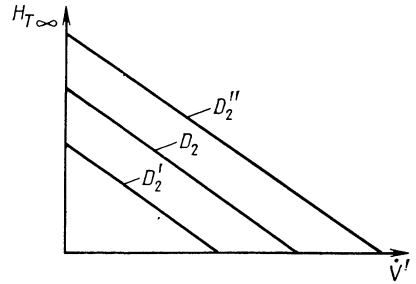


Рис. 3.33. Графики влияния диаметра колеса на теоретическую напорную характеристику насоса ( $D_2'' > D_2 > D_2'$ )

более пологой характеристики (рис. 3.34). Ордината при  $\dot{V}' = 0$  не зависит от  $b_2$ , а отрезок, отсекаемый линией  $H_{T\infty} = f(\dot{V}')$  на оси абсцисс, увеличивается пропорционально  $b_2$  (см. рис. 3.30).

С изменением угловой скорости  $\omega$  при заданных геометрических параметрах изменяется наклон прямой  $H_{T\infty} = f(\dot{V}')$  (рис. 3.35). При увеличении  $\omega$  линия  $H_{T\infty} = f(\dot{V}')$  проходит круче, так как отрезок, отсекаемый прямой на оси ординат, пропорционален  $\omega^2$ , а отрезок, отсекаемый на оси абсцисс, пропорционален  $\omega$  (см. рис. 3.30). Уравнение теоретической характеристики для данного насоса можно записать в виде, см. формулу (3.94):

$$H_{T\infty} = A\omega^2 - B\omega\dot{V}',$$

где  $A$  и  $B$  — константы насоса.

При постоянной площади проходного сечения дросселя, расположенного в выходной магистрали насоса, обеспечивается подобие режимов  $\dot{V}'/\omega = K = \text{const}$ . При этом напор насоса изменяется пропорционально квадрату угловой скорости:

$$H_{T\infty} = (A - BK)\omega^2. \quad (3.96)$$

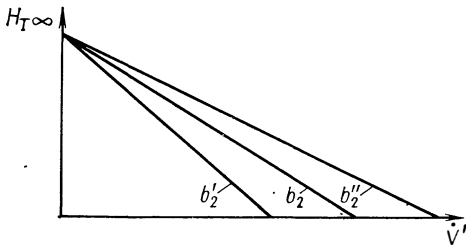


Рис. 3.34. Графики влияния ширины колеса на выходе на теоретическую напорную характеристику насоса ( $b_2'' > b_2 > b_2'$ )

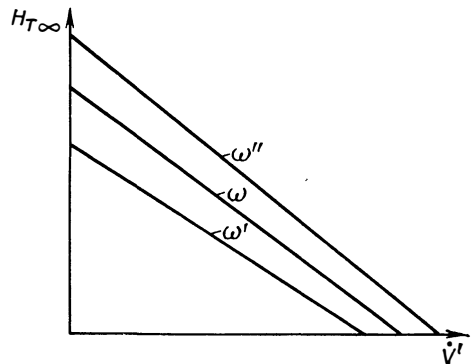


Рис. 3.35. Графики влияния угловой скорости колеса на теоретическую напорную характеристику насоса ( $\omega'' > \omega > \omega'$ )

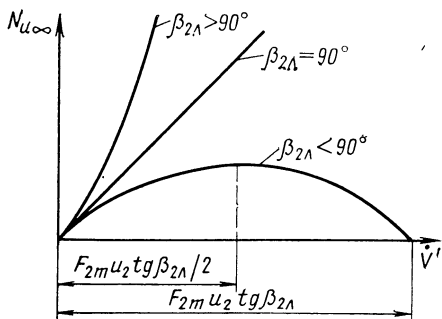
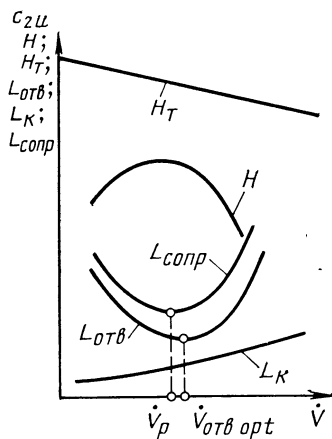


Рис. 3.36. Зависимость окружной мощности насоса от расхода при различных углах лопаток

Рис. 3.37. Зависимость теоретического напора, напора и гидравлических потерь в насосе от расхода



**Зависимость окружной мощности насоса от расхода.** Окружная мощность насоса  $N_{u\infty}$  определяется теоретическим напором  $H_{T\infty}$  и расходом  $\dot{V}'$  через колесо:

$$N_{u\infty} = \rho H_{T\infty} \dot{V}' \quad (3.97)$$

Зависимость окружной мощности насоса от расхода для различных значений  $\beta_{2л}$  при  $\omega = \text{const}$  показана на рис. 3.36. При  $\dot{V}' = 0$   $N_{u\infty} = 0$ . Если  $\beta_{2л} < 90^\circ$ , то кривая  $N_{u\infty} = f(\dot{V}')$  проходит через ось абсцисс там, где  $H_{T\infty} = 0$ , т. е. при  $\pi D_2 b_2 u_2 \text{tg} \beta_{2л} = F_{2m} u_2 \text{tg} \beta_{2л}$ . Если  $\beta_{2л} = 90^\circ$ , то  $N_{u\infty}$  возрастает пропорционально  $\dot{V}'$ , так как  $H_{T\infty} = \text{const}$ . Если  $\beta_{2л} > 90^\circ$ , то  $N_{u\infty}$  быстрее возрастает с увеличением  $\dot{V}'$ , так как при увеличении  $\dot{V}'$  растет и  $H_{T\infty}$ .

Для насосов многорежимных двигателей выгоднее иметь небольшое изменение мощности по расходу, так как турбину выбирают по мощности, соответствующей максимальному расходу. На меньших по расходу режимах турбина мало нагружена и ее КПД может существенно снизиться. Следовательно, насосы с загнутыми назад лопатками ( $\beta_{2л} < 90^\circ$ ) имеют в этом отношении преимущество перед насосами с радиальными или загнутыми вперед лопатками.

#### 3.1.4.2. Действительные характеристики

**Напорная характеристика.** Действительные характеристики насоса от теоретических отличаются учетом гидравлических, расходных, дисковых и механических потерь в насосе. При рассмотрении действительных характеристик в качестве теоретической характеристики принимаем зависимость  $H_T = f(\dot{V})$ , где  $H_T = k_z H_{T\infty}$ . В первом приближении можно принять  $k_z \neq f(\dot{V})$ .

Рассмотрим действительную напорную характеристику насоса — зависимость напора  $H$  от расхода  $\dot{V}$  через насос при постоянной частоте вращения. Действительный напор  $H$  отличается от теорети-

ческого на величину гидравлических потерь:  $H - H_T - L_{\text{сопр}}$ . Характер изменения  $L_{\text{сопр}}$  и  $H_T$  при изменении расхода  $\dot{V}$  определяет вид характеристики  $H = f(\dot{V})$ . Гидравлические потери зависят от абсолютного значения и направления скоростей при изменении расхода  $\dot{V}$ . На рис. 3.37 показан характер изменения гидравлических потерь в насосе с разделением их на потери в колесе  $L_K$  и потери в отводе  $L_{\text{отв}}$ . Действительный напор  $H$  меньше теоретического на величину  $L_{\text{сопр}}$ . Расчетным режимом насоса по расходу  $\dot{V}_p$  называется режим минимума гидравлических потерь в насосе. Потери в колесе слабо изменяются по расходу, что объясняется незначительным изменением относительных скоростей в межлопаточных каналах. Потери в отводе имеют явно выраженный минимум по расходу. Расход  $\dot{V}_p$  меньше, чем расход, соответствующий минимуму потерь в отводе  $\dot{V}_{\text{отв opt}}$ . При расчетном расходе реализуется оптимальное соотношение скоростей в горле отвода  $c_T$  и окружной составляющей скорости на выходе колеса  $c_{2u}$  ( $c_T/c_{2u}$ )<sub>p</sub>. Потери в отводе находились бы на уровне минимальных, если бы скорость на выходе колеса  $c_2$  (скорость  $c_2$  можно заменить составляющей  $c_{2u}$ , так как  $c_{2m} \ll c_{2u}$ ) изменялась при изменении расхода  $\dot{V}$  так же, как и скорость в горле отвода, пропорциональная расходу (прямая 1 на рис. 3.38). При этом сохранялось бы отношение скоростей  $(c_T/c_{2u})_p$ . Однако колесо не обеспечивает такого закона изменения  $c_{2u}$  при изменении  $\dot{V}$ : в действительности с увеличением расхода  $c_{2u}$  уменьшается —  $\beta_{2u} \leq 90^\circ$  (прямая 2). Точка  $A$  пересечения прямых 1 и 2 соответствует расходу  $\dot{V}_{\text{отв opt}}$ , близкому расчетному расходу  $\dot{V}_p$ . Скорость на выходе из колеса  $(c_{2u})_A$  соответствует оптимальной для отвода. При меньших расходах ( $\dot{V} < \dot{V}_p$ ) скорость  $c_{2u}$  оказывается больше оптимальной для отвода: сечения отвода являются перерасширенными. На режимах  $\dot{V} > \dot{V}_p$  скорость  $c_{2u}$  становится меньше оптимальной для отвода. Сечения отвода для этих режимов заужены. Несоответствие скорости, создаваемой колесом, скорости, оптимальной для отвода, приводит к дополнительным потерям, в частности, на смешение струй жидкости, поступающих из колеса со скоростью  $c_2$ , с жидкостью в отводе, имеющей скорость, определяемую сечениями отвода.

Остановимся на расчетном определении энергетических характеристик шнекоцентробежного насоса при отсутствии влияния на них кавитационных явлений (в шнеке, центробежном колесе, отводе).

В разд. 2.12 отмечалось, что при значениях  $Re > 10^5$  напорная характеристика

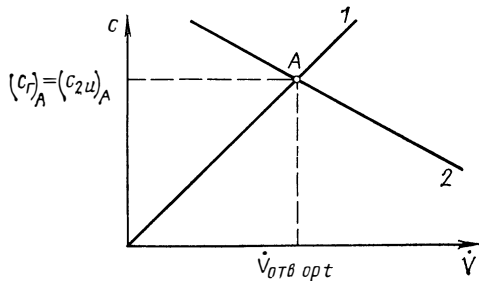


Рис. 3.38. Схема определения оптимальной окружной составляющей скорости для отвода:

1 —  $c_T$ ; 2 —  $c_{2u}$

насоса может быть представлена в виде зависимости  $H/\omega^2 = f(\dot{V}/\omega)$ . Исходной для расчета напорной характеристики является зависимость

$$\bar{H} = \bar{H}_T - \bar{L}_K - \bar{L}_{\text{отв}}, \quad (3.98)$$

где  $\bar{L}_K = L_K/u_2^2$  и  $\bar{L}_{\text{отв}} = L_{\text{отв}}/u_2^2$  — безразмерные значения потерь в колесе и отводе.

Опытные данные по насосам, работающим при большой частоте вращения, показывают, что на режимах, меньших расчетного ( $\dot{V} < \dot{V}_p$ ), можно принимать гидравлический КПД колеса равным его значению на расчетном режиме:

$$\eta_{г.к.p} = \eta_{г.к.p} = 1 - L_K/H_T = 1 - L_{K.p}/H_{T.p}. \quad (3.99)$$

Отсюда с помощью соотношения (3.13) при  $\dot{V} < \dot{V}_p$  получим

$$\bar{L}_K = \frac{\xi_K}{2} \bar{D}_1^2 \frac{1 - \tilde{V}q_p}{1 - q_p}, \quad (3.100)$$

где  $\tilde{V} = \dot{V}/\dot{V}_p$  (здесь и далее знаком « $\sim$ » отмечены величины, представляющие отношение текущего значения параметра к его расчетному значению).

В области больших расходов ( $\dot{V} > \dot{V}_p$ ) можно принимать потери в колесе равными потерям на расчетном режиме:

$$\bar{L}_K = \bar{L}_{Kp} = \frac{\xi_K}{2} \bar{D}_1^2. \quad (3.101)$$

При этом гидравлический КПД колеса будет уменьшаться (так как снижается  $H_T$ ), что соответствует опытным данным.

Используя формулы (3.38), (3.40), (3.42) и (3.98), ..., (3.101), можно получить следующее соотношение для расчета напорной характеристики шнекоцентробежных насосов с диффузорными центробежными колесами ( $F_1/F_2 \leq 1$ ), для которых  $k_z = k_{z.p}$ :

$$\tilde{H} = \frac{H}{H_p} = \frac{k_z(1 - \tilde{V}q_p) - 0,5\xi_K \bar{D}_1^2 K - 0,5\xi_{\text{отв.р}} k_z^2 (1 - \tilde{V}q_p)^2 - 0,5Ak_z^2 (1 - \tilde{V})^2}{k_z(1 - q_p) - 0,5\xi_K \bar{D}_1^2 - 0,5\xi_{\text{отв.р}} k_z^2 (1 - q_p)^2}, \quad (3.102)$$

где  $K = \frac{1 - \tilde{V}q_p}{1 - q_p}$  при  $\tilde{V} < 1$  и  $K = 1$  при  $\tilde{V} \geq 1$ ;  $\xi_K$  — коэффициент потерь колеса;  $\xi_{\text{отв.р}}$  — расчетный коэффициент потерь отвода.

Из формулы (3.102) следует, что на напорную характеристику оказывают влияние расходный параметр  $q_p$ , относительный диаметр  $\bar{D}_1$ , приведенный коэффициент потерь отвода  $\xi_{\text{прив}}$  через  $\xi_{\text{отв.р}}$  и  $A$ , см. (3.40), (3.41), (3.46) и (3.51). В графическом виде зависимость (3.102) приведена на рис. 3.39, а. Увеличение  $\xi_{\text{прив}}$  ( $\xi_{\text{прив}} > 0,21$ ) и  $\bar{D}_1$  ( $\bar{D}_1 > 0,55$ ) приводит к уменьшению напора  $\tilde{H}$  ( $\tilde{V} \neq 1$ ), так как увеличиваются потери на нерасчетных режимах. При этом в области больших расходов ( $\tilde{V} > 1$ ) увеличивается наклон характе-

Рис. 3.39. Энергетические характеристики насосов в относительных координатах: а — напорная характеристика; б — мощностная характеристика; в — КПД-характеристика;

— — — —  $\xi_{прив} \leq 0,21$ ; — — — —  $\xi_{прив} = 0,35$

риктики, что ведет к уменьшению диапазона изменения расхода, при котором напор положительный.

Существенное влияние на напорную характеристику оказывает также расходный параметр  $q_p$ . С уменьшением  $q_p$  падает  $\tilde{H}$  при  $\tilde{V} < 1$  и возрастает при  $\tilde{V} > 1$ . Меньшим значениям  $q_p$  соответствует больший диапазон изменения расхода при положительном напоре. Увеличение  $q_p$  ведет к возрастанию наклона характеристики в расчетной точке. С помощью уменьшения  $q_p$  можно получить пологопадающую напорную характеристику  $H = f(\dot{V})$ .

Рассмотрим, какие конструктивные параметры через  $q_p$  влияют на вид напорной характеристики. Выразив  $c_{2mp}$  через  $\dot{V}_p$ , а  $u_2$  — через  $H_p$ , получим

$$q_p = \frac{1}{1 + 2\pi H_p b_2 \operatorname{tg} \beta_{2л} / (\dot{V}_p \omega k_2 \eta_{г.р})}. \quad (3.103)$$

Параметры  $H_p$  и  $\dot{V}_p$  при расчете заданы, поэтому на основании формулы (3.103) можно заключить, что влиять на вид напорной характеристики можно изменением  $\beta_{2л}$ ,  $b_2$ ,  $\omega$  и числа лопаток через  $k_2$ .

Если использовать в формуле (3.102) значения

$$q_p, k_2, \bar{D}_1, \xi_{отв.р}, A, (H/\omega^2)_p \text{ и } (\dot{V}/\omega)_p,$$

соответствующие конкретному насосу, то, имея в виду, что

$$\tilde{H} = \frac{H/\omega^2}{(H/\omega^2)_p}, \quad \tilde{V} = \frac{\dot{V}/\omega}{(\dot{V}/\omega)_p},$$

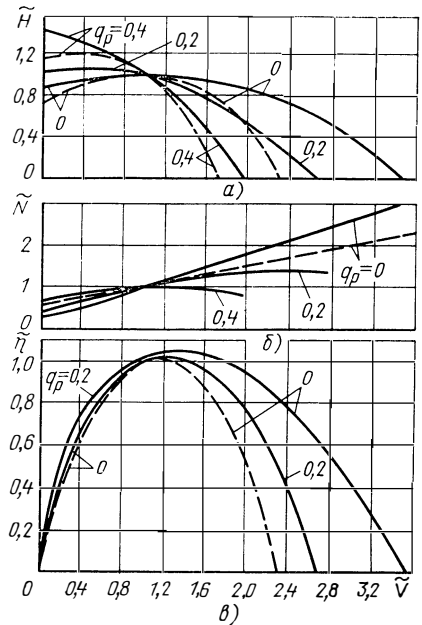
получим уравнение для универсальной характеристики этого насоса

$$H/\omega^2 = A_1 + B_1 \dot{V}/\omega + C_1 (\dot{V}/\omega)^2, \quad (3.104)$$

где  $A_1$ ,  $B_1$  и  $C_1$  — константы насоса.

Из выражения (3.104) получим зависимость напора насоса от расхода  $\dot{V}$  и угловой скорости  $\omega$

$$H = A_1 \omega^2 + B_1 \dot{V} \omega + C_1 \dot{V}^2$$



уравнение напорной характеристики насоса при  $\omega = \text{const}$

$$H = a_1 + b_1 \dot{V} + C_1 \dot{V}^2, \quad (3.105)$$

где  $a_1 = A_1 \omega^2$ ;  $b_1 = B_1 \omega$ .

**Мощностная характеристика.** Мощность, потребляемую насосом, выразим следующим образом:

$$N = \rho H_T (\dot{V} + \dot{V}_{\text{ут}}) + N_{\text{тр. д}} + N_{\text{мех}} + N_{\text{г. т}}, \quad (3.106)$$

где  $N_{\text{г. т}} \neq 0$  при  $\tilde{V} \leq 0,6$ .

В связи с тем что утечки, мощность дискового трения и механические потери слабо зависят от расхода, можно принять их равными значениям, соответствующим расчетному расходу:

$$\dot{V}_{\text{ут}} = \dot{V}_{\text{ут. р}}; \quad N_{\text{тр. д}} = N_{\text{тр. д. р}}; \quad N_{\text{мех}} = N_{\text{мех. р}}$$

Тогда из соотношения (3.106) после преобразований с учетом формул разд. 3.1.2 получим

$$\tilde{N} = \frac{N}{N_p} = \frac{(1 - \tilde{V} q_p)(\tilde{V} + a) + b}{(1 - q_p)(1 + a) + b} + c(1 - 1,67\tilde{V})^2, \quad (3.107)$$

где  $a = (1 - \eta_{\text{р. п}})/\eta_{\text{р. п}}$ ;  $b = (1 - \eta_{\text{л. п}} \eta_{\text{мех. п}})(1 - q_p)/(\eta_{\text{р. п}} \eta_{\text{л. п}} \times \eta_{\text{мех. п}})$ ;  $c = M0,1/\eta_{\text{р. п}} \eta_{\text{л. п}} \eta_{\text{мех. п}}/(1 - q_p)^2$ ;  $\eta_{\text{р. п}}$ ,  $\eta_{\text{л. п}}$ ,  $\eta_{\text{мех. п}}$  — расходный, дисковый и механический КПД насоса на расчетном режиме;

$M = \frac{1 + F_0/F_r}{(c_r/c_{2u})_p}$  для одновиткового спирального отвода;  $M = \frac{2(1 + F_0/F_6)}{(c_r/c_{2u})_p(1 + Fa/F_6)}$  для двухвиткового отвода;  $M = \frac{1 + f_0/f_{\text{л. г}}}{(c_{\text{п. г}}/c_{2u})_p}$  для лопаточного отвода; ( $F$ ,  $f$  — соответствующие площади отводов, см. рис. 3.10, ..., 3.12).

В формуле (3.107) последнее слагаемое следует принимать равным нулю при  $\tilde{V} \geq 0,6$ . Рассчитанные по формуле (3.107) мощностные характеристики в относительных координатах приведены на рис. 3.39, б. Увеличение расходного параметра  $q_p$  и уменьшение расходного, дискового и механического КПД делают мощностную характеристику более пологой. Для конкретного насоса с помощью формулы (3.107) можно получить уравнение мощностной характеристики насоса при постоянной угловой скорости

$$N = a_2 + b_2 \dot{V} + c_2 \dot{V}^2, \quad (3.108)$$

где  $a_2$ ,  $b_2$ ,  $c_2$  — константы.

Следует отметить, что так как при изменении угловой скорости изменяется дисковый КПД, см. формулу (3.87), вследствие изменения коэффициентов трения дисков  $C_{\text{гр. д}}$ , см. формулу (2.187), и механический КПД (механические потери в общем случае не пропорциональны кубу угловой скорости), то под расчетными их значениями следует понимать значения, соответствующие расчетному режиму, при рассматриваемой угловой скорости  $(\dot{V}/\omega)_p = \text{const}$ . Поэтому изменение угловой скорости сказывается не только на

Рис. 3.40. Зависимость КПД и напора насоса от расхода при  $\omega = \text{const}$

абсолютном значении КПД на расчетном режиме  $\eta_{н,р}$ , но и на виде зависимостей  $\dot{N} = f(\dot{V})$  и  $N = f(\dot{V})$ .

**Зависимость КПД насоса от расхода.** Зависимость полного КПД насоса  $\eta_n$  от расхода  $\dot{V}$  при постоянной угловой скорости  $\omega$  называется КПД-характеристикой насоса. Чтобы исследовать зависимость полного КПД от расхода, представим его в виде произведения частных КПД:

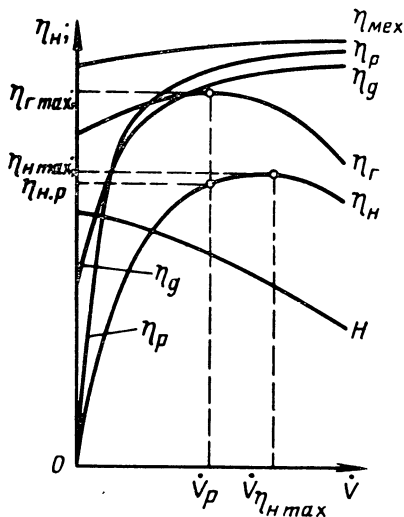
$$\eta_n = \eta_r \eta_d \eta_p \eta_{мех}$$

При нулевом расходе ( $\dot{V} = 0$ )  $\eta_r$  имеет значение, отличное от нуля, так как действительный напор при этом больше нуля (рис. 3.40). С увеличением расхода гидравлический КПД возрастает, достигая максимального значения при расчетном расходе  $\dot{V}_p$ .

Дисковый КПД [см. формулу (2.227)] при нулевом расходе низок, так как внутренняя мощность  $N_{вн}$  определяется утечками, а мощность, затрачиваемая на дисковые потери, включая мощность гидравлического торможения, велика. При возрастании расхода  $\dot{V}$  внутренняя мощность увеличивается, а потери мощности из-за гидравлического торможения уменьшаются, поэтому дисковый КПД будет возрастать.

Расходный КПД  $\eta_p$  при приближении расхода через насос к нулевому значению стремится к нулю, см. формулу (3.80), так как расход жидкости из-за утечки  $\dot{V}_y$  не равен нулю. Значение  $\dot{V}_y$  при  $\dot{V} = 0$  составляет весь расход через колесо. По мере увеличения расхода  $\eta_p$  возрастает от нуля, так как по абсолютному значению  $\dot{V}_y$  остается примерно постоянным. Механические потери не зависят от расхода, а мощность насоса повышается при росте расхода, поэтому механический КПД  $\eta_{мех}$  при увеличении  $\dot{V}$  возрастает.

Полный КПД, оценивающий все потери, проходит через начало координат  $\eta_n$ ,  $\dot{V}$  и имеет максимум правее максимума  $\eta_r \dot{V}_{\eta_{н, макс}} > \dot{V}_p$ . При этом расчетному расходу  $\dot{V}_p$  соответствует КПД, меньший максимального по характеристике  $\eta_n = f(\dot{V})$ :  $\eta_{н,р} < \eta_{н, макс}$ . Однако если при  $\dot{V}_p$ , который при проектировании принимают равным заданному расходу, реализуется заданный напор при заданной угловой скорости, то при  $\dot{V}_{\eta_{н, макс}}$  напор меньше заданного из-за меньшего  $\eta_r$ . Обеспечение при заданном расходе максимума  $\eta_r$ ,





достигаемое правильным проектированием проточной части насоса, приводит к тому, что КПД насоса на заданном расходе получается наибольшим для заданных угловой скорости, расходе и напоре (это показал А. С. Шапиро) [2]. Если заданному расходу будет соответствовать гидравлический КПД, меньший максимального, то это приведет к тому, что для получения заданного напора требуется увеличить выходной диаметр колеса  $D_2$ . Это, в свою очередь, приведет к снижению  $\eta_d$  и, следовательно,  $\eta_n$ . Для сдвига заданного режима с расчетным надо при проектировании насоса обеспечить на заданном режиме отношение скоростей  $c_r/c_{2u} = (c_r/c_{2u})_p$ . Связь отношения  $(c_r/c_{2u})_p$  с параметрами насоса дана в разд. 3.1.1.5.

Уравнение для КПД-характеристики найдем, основываясь на выражении

$$\tilde{\eta} = \eta_n / \eta_{n.p} = \tilde{V}\tilde{H} / \tilde{N}. \quad (3.109)$$

Подставляя в выражение (3.109) формулы (3.102) и (3.107), получим

$$\tilde{\eta} = \tilde{V}\tilde{H} \frac{(1 - q_p)(1 + a) + b}{(1 - \tilde{V}q_p)(\tilde{V} + a) + b + c(1 - 1,67\tilde{V})^2[(1 - q_p)(1 + a) + b]}, \quad (3.110)$$

где  $c = 0$  при  $\tilde{V} > 0,6$ .

Из уравнения (3.110) следует, что на зависимость  $\tilde{\eta} = f(\tilde{V})$  влияют  $q_p$ ; расходный, дисковый и механический КПД на расчетном режиме; параметры, определяющие коэффициент  $c$ , а также вид зависимости  $\tilde{H} = f(\tilde{V})$ , который, помимо  $q_p$ , определяется  $\xi_{прив}$  и  $\bar{D}_1$ .

КПД-характеристики, рассчитанные по формуле (3.110), приведены на рис. 3.39, в. Уменьшение  $q_p$  и  $\xi_{прив}$  приводит к увеличению области расходов  $\tilde{V}$ , при которых  $\eta_n > 0$ . С уменьшением  $q_p$  и  $\xi_{прив}$  возрастает также разность между расходами  $\dot{V}\eta_{n \max}$  и  $\dot{V}_p$ .

Для конкретного насоса на основании соотношения (3.110) можно получить зависимость  $\eta = f(\dot{V})$  при постоянной угловой скорости. Изменение угловой скорости, как и в случае мощностной характеристики (см. разд. 3.1.4.2), приводит к изменению как уровня КПД, так и вида КПД-характеристики.

**Влияние частоты вращения на характеристики насоса.** Уравнение (3.104) дает зависимость напора насоса от двух параметров — объемного расхода  $\dot{V}$  и угловой скорости  $\omega$ . Если положить объемный расход постоянным, можно получить соотношение  $H = A_1\omega^2 + B_1'\omega + C_1'$ , где  $A_1, B_1', C_1'$  — константы, но оно не имеет практического смысла, так как обычно изменение частоты вращения приводит и к изменению объемного расхода. При неизменном положении дросселя гидравлической системы объемный расход будет меняться пропорционально частоте вращения:  $\dot{V} = \text{const } \omega$ . С учетом этого соотношения из уравнения (3.104) получим  $H = A_1'\omega^2 + B_1''\omega^2 + C_1''\omega^2$  или  $H = A_2\omega^2$ , где  $A_1', B_1'', C_1'', A_2$  — константы. Соответственно мощность будет пропорциональна кубу частоты вращения:

$$N = a_3\omega^3,$$

где  $a_3$  — константа.

**Поле энергетических характеристик насоса.** В практике применения шнекоцентробежных насосов в системах питания ЖРД тре-

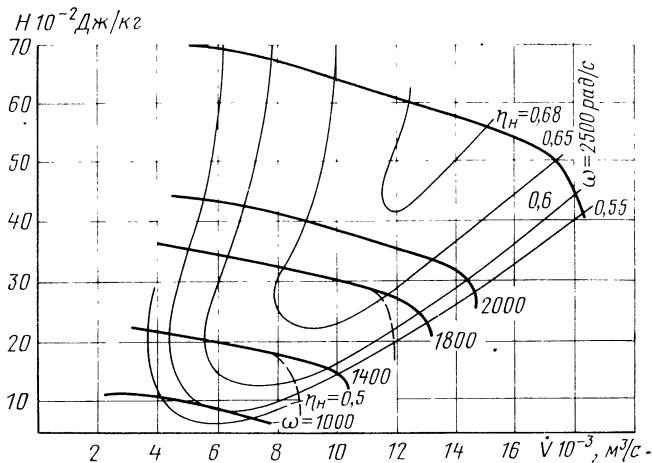


Рис. 3.41. Поле энергетических характеристик насоса:  
 — — — — —  $p_{вх}/\omega^2 = 0,64 \cdot 10^{-6}$  Па·с<sup>2</sup>; — — — — —  $p_{вх}/\omega^2 = 0,224 \times 10^{-6}$  Па·с<sup>2</sup>

буется знать зависимость напора и полного КПД насоса от расхода в достаточно широком диапазоне изменения частоты вращения насоса. Поэтому насос следует характеризовать семейством кривых  $H = f(\dot{V})$  и  $\eta_n = f(\dot{V})$ , т. е. полем энергетических характеристик (рис. 3.41). При изменении угловой скорости насоса  $\omega$  будет меняться значение числа Рейнольдса  $Re = \omega D_2^2 / (4\nu)$ . Числа Рейнольдса, большие  $10^5$  (см. разд. 2.12), не влияют на число Эйлера  $Eu$ :  $\bar{H} = H/u_2^2$  (автомодельная область по  $Re$ ), а числа Рейнольдса, большие  $10^6$ , практически не влияют на внутренний мощностной КПД  $\eta_{вн N}$  и безразмерную внутреннюю мощность  $\bar{N}_{вн} = N_{вн} / (\rho \omega^3 D_2^5)$ . Если поле характеристик охватывает диапазон изменения  $\omega$ , при котором  $Re$  находится в автомодельной области, то на подобных режимах насоса будут сохраняться постоянными соотношения, см. формулы (2.160), ..., (2.162):

$$\dot{V}/\omega = \text{const}; \quad (3.111)$$

$$H/\omega^2 = \text{const}; \quad (3.112)$$

$$N_{вн}/\omega^3 = \text{const}; \quad (3.113)$$

$$\eta_{вн N} = \text{const}. \quad (3.114)$$

Для подобных режимов с помощью выражений (3.111) и (3.112) получим  $H/\dot{V}^2 = \text{const}$ , т. е. линии подобных режимов в координатах  $H, \dot{V}$  будут определяться параболлами. Параболлы подобных режимов являются линиями постоянных  $N_{вн}/\omega^3$  и  $\eta_{вн N}$  (рис. 3.42). По параболле напор  $H$  изменяется пропорционально  $\omega^2$ , а внутренняя мощность  $N_{вн}$  — пропорционально  $\omega^3$ . Если известны  $H$  и  $N_{вн}$

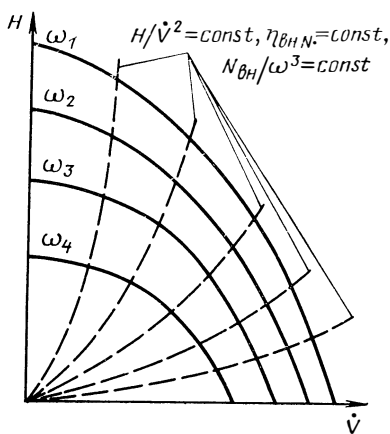


Рис. 3.42. Энергетические характеристики насоса (—) и семейство парабол подобных режимов насосов (---):

$$\omega_1 > \omega_2 > \omega_3 > \omega_4$$

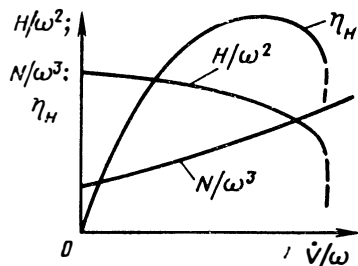


Рис. 3.43. Универсальные характеристики насосов

при какой-либо одной  $\omega$ , то с помощью соотношений (3.112) и (3.113) можно получить напор и внутреннюю мощность, соответствующие другой  $\omega$ .

При малых частотах вращения  $Re$  становится меньше автомодельного для  $N_{BH}$  ( $\eta_{BH,N}$ ), т. е.  $Re < 10^6$ . В этом случае уже нельзя пренебрегать влиянием  $Re$  на  $N_{BH}$  и  $\eta_{BH,N}$  и считать, что на подобных режимах ( $\dot{V}/\omega = \text{const}$ ) мощность  $N_{BH}$  пропорциональна  $\omega^3$ . Из-за влияния мощности дискового трения, т. е. влияния  $Re$  на коэффициент трения диска  $C_{тр,д}$ , см. формулы (2.187) и (3.77), внутренняя мощность будет уменьшаться с уменьшением  $\omega$  медленнее, чем  $\omega^3$ . Поэтому КПД  $\eta_{BH,N}$  не будет оставаться при изменении  $\omega$  постоянным на подобных режимах, а будет падать с ее уменьшением. В связи с этим в области малых  $\omega$  кривые постоянных  $\eta_{BH,N}$  не будут совпадать с параболами подобных режимов  $H/\dot{V}^2 = \text{const}$ .

Несовпадение кривых постоянных полных КПД  $\eta_H = \text{const}$  с параболами подобных режимов будет еще большим, так как зависимость механических потерь в насосе от  $\omega$  тоже отличается от кубической: с уменьшением  $\omega$  механические потери уменьшаются медленнее, чем  $\omega^3$ , см. выражение (3.79). Поэтому при уменьшении  $\omega$  на подобных режимах полный КПД  $\eta_H$ , как и внутренний мощностной КПД  $\eta_{BH,N}$ , будет уменьшаться. Это будет приводить к тому, что в области малых  $\omega$  кривые постоянных полных КПД будут пересекать параболы подобных режимов (см. рис. 3.41).

Для насосов ЖРД, которым, как правило, соответствуют большие числа  $Re$  и малая доля механических потерь в потребляемой мощности, можно считать, что кривые  $\eta_H = \text{const}$  ( $N/\omega^3 = \text{const}$ ) совпадают с параболами подобных режимов  $H/\dot{V}^2 = \text{const}$  в области изменения угловой скорости  $\omega > 0,5\omega_{кр}$ . При этом можно рассчитать поле энергетических характеристик  $H = f(\dot{V})$ ,  $N = \varphi(\dot{V})$  и  $\eta_H = \psi(\dot{V})$  насосов ЖРД с помощью зависимостей (3.90), (3.105) и (3.108), полагая полный КПД, не зависящим от угловой скорости.

Часто характеристики насосов ЖРД представляют в виде  $H/\omega^2 = f(\dot{V}/\omega)$ ,  $N/\omega^3 = \varphi(\dot{V}/\omega)$  и  $\eta_n = \Psi(\dot{V}/\omega)$  (рис. 3.43). Такие характеристики называют универсальными. Они не зависят от угловой скорости. Универсальные характеристики рассчитывают по формулам (3.102), (3.107) и (3.109).

Иногда линии постоянных КПД  $\eta_n = \text{const}$  на поле характеристик замыкаются в области больших  $\omega$  и больших  $\dot{V}$ . Снижение полного КПД на этих режимах (что графически означает замыкание линий постоянного КПД) следует объяснять возникновением на этих режимах кавитационных явлений в насосе. В координатах  $H/\omega^2$ ,  $\dot{V}/\omega$  кавитация проявляется резким изменением характера напорной характеристики и КПД-характеристики (пунктирные линии на рис. 3.43; см. также рис. 3.41). При кавитации в шнекоцентробежном колесе изменяется также и мощностная характеристика в связи с изменением характера обтекания лопаток. Кавитация в отводе не влияет на мощностную характеристику. Обычно кавитация в спиральном отводе возникает при расходах, превышающих в 2 ... 2,5 раза расчетный расход; в лопаточном отводе — в 1,3 ... 1,5 раза. В наиболее общем виде характеристики насосов представляются в виде зависимостей критериев подобия — коэффициента напора  $\bar{H}$  от коэффициента расхода  $\bar{V}$ . При неподобных насосах эти критерии используются как обобщающие комплексы. Наиболее надежно энергетические характеристики можно получить опытным путем. Обычно для получения характеристик проводят испытания на воде.

## 3.2. ОСЕВЫЕ НАСОСЫ

### 3.2.1. Схема устройства. Рабочие органы

Оптимальная область применения осевых насосов соответствует значениям  $n_s \geq 600$  (см. рис. 2.59). Однако и при меньших значениях  $n_s$  насос можно выполнять осевым, если это определяется удобством его компоновки в ЖРД. Высокие значения  $n_s$ , см. формулу (2.164), получаются при больших объемных расходах и малых напорах.

В разд. 3.1 рассмотрено применение шнеков как предвключенных ступеней шнекоцентробежных насосов. Вместе с тем осевой насос можно использовать в ЖРД в виде насосного агрегата, имеющего автономный привод. Такой насос обычно устанавливается перед основным насосом ТНА. Тогда он выполняет роль бустерного насоса (см. разд. 3.3.7). Возможно использование осевого насоса в качестве основного насоса ТНА при применении в ЖРД водородного топлива (в связи с малой плотностью объемный расход водорода получается большим). Для обеспечения высоких давлений осевой водородный насос делают многоступенчатым (рис. 3.44).

Для получения высоких антикавитационных качеств осевых насосов в них, как и в шнекоцентробежных, используют предвключенную шнековую ступень (шнек). Насос со шнеком имеет кавита-

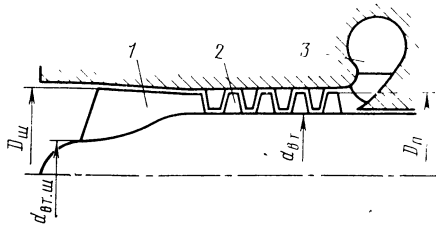


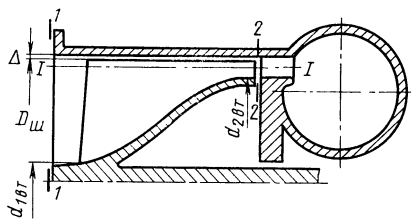
Рис. 3.44. Шнекоосевой многоступенчатый насос:

1 — предвключенный шнек; 2 — осевые ступени; 3 — спиральный отвод

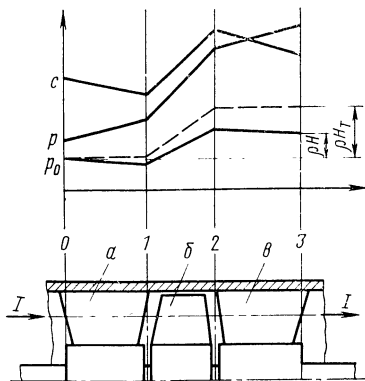
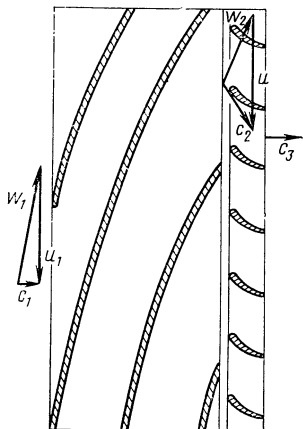
ванной по закону  $c_{2u}r = \text{const}$  (см. рис. 2.48), — 900 ... 1100.

Однако осевой ступени соответствуют более высокие КПД и коэффициент напора. В шнекоосевом насосе (осевой насос с предвключенным шнеком) используются положительные качества как шнека, так и осевой ступени. Отметим, что бустерный осевой насос из-за сравнительно малых требуемых напоров может выполняться одноступенчатым шнековым. Для получения большего напора и КПД шнек (часто переменного шага) делают с конической втулкой (рис. 3.45).

Подводы шнекоосевых насосов аналогичны подводам центробежных насосов (см. рис. 3.2). После шнека устанавливается спрямляющий лопаточный диффузорный аппарат. Он является направ-



Развертка по I-I



Развертка по I-I

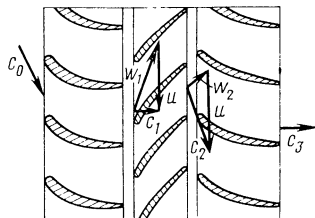


Рис. 3.45. Шнековый насос с конической втулкой

Рис. 3.46. Схема осевой ступени насоса и графики изменения параметров потока жидкости по длине проточной части:

а — направляющий аппарат; б — рабочее колесо; в — спрямляющий аппарат

ляющим аппаратом последующей осевой ступени (рис. 3.46). В нем повышается давление за счет уменьшения окружной составляющей скорости потока до нуля. Повышенное давление обеспечивает работу без кавитационного срыва осевой ступени, стоящей за шнеком, а уменьшение окружной составляющей скорости потока способствует повышению напорности ступени, см. формулу (2.33). Изменение параметров потока по длине подвода и шнека такое же, как и в шнекоцентробежном насосе (см. рис. 3.1). Для осевой промежуточной ступени изменение параметров дано на рис. 3.46. Входной направляющий аппарат  $a$  промежуточной ступени является спрямляющим аппаратом предшествующей ступени. В рабочем колесе  $b$  к жидкости подводится энергия — полное давление растет, возрастают скорость и статическое давление, так как ступень выполняется реактивной. В спрямляющем аппарате параметры изменяются так же, как в направляющем  $a$ . Полное давление в аппаратах падает из-за потерь. Шнекоосевой насос может не иметь специального отвода. После спрямляющего аппарата поток поступает непосредственно в трубопровод. Для улучшения компоновки в шнекоосевом насосе можно использовать такие же отводы, как в шнекоцентробежном насосе (см. разд. 3.1.1.5). На рис. 3.44 показан спиральный отвод.

Основные положения теорий шнека и осевой ступени даны в разд. 2, антикавитационные качества шнека рассмотрены в разд. 3.3. Остановимся на особенностях расчета шнекоосевых и шнековых насосов.

### 3.2.2. Шнекоосевой насос

**Угловая скорость шнекоосевого насоса и диаметры шнека.** Угловая скорость определяется по коэффициенту  $C_{срв}$ , который находится в пределах 3000 ... 4000 (см. разд. 3.2.1).

Из конструктивных соображений и для исключения отрывов потока у втулки относительный диаметр втулки  $\bar{d}_{вт.ш} = d_{вт.ш}/D_{ш}$  выбирают в пределах 0,3 ... 0,5. При таких значениях  $\bar{d}_{вт.ш}$  для получения указанных высоких значений  $C_{срв}$  надо выбирать коэффициент диаметра шнековой ступени  $K_{D_{ш}} = 2,13D_{ш}/\sqrt[3]{\dot{V}/\omega} = 7,3 ... 7,7$ . Значения  $K_{D_{ш}}$  и  $\bar{d}_{вт.ш}$  определяют диаметры  $D_{ш}$  и  $d_{вт.ш}$  (см. рис. 3.44). Если при этом возникают трудности в получении напора, необходимого для беспривной работы осевой ступени, то следует выбрать  $K_{D_{ш}}$  в пределах 6 ... 7, при этом  $C_{срв}$  обычно находится в пределах 2500 ... 3000.

**Диаметры осевых ступеней.** Осевые ступени, как правило, выполняют с постоянными периферийным  $D_{п}$  и втулочным  $d_{вт}$  диаметрами. Диаметр  $D_{п}$  определяется диаметром шнека:  $D_{п} = (0,9 ... 1,0) D_{ш}$ . Диаметр втулки  $d_{вт}$  находится по коэффициенту эквивалентного диаметра осевой ступени

$$K_{D_{э}} = 2,13D_{э}/\sqrt[3]{\dot{V}/\omega},$$

где  $D_{э} = \sqrt{D_{п}^2 - d_{вт}^2}$ .

Для получения высокой окружной скорости (высокого напора) при минимальных потерях принимают  $K_{D_{э}} = 4,0 ... 4,5$ . Диаметры  $d_{вт}$  и  $D_{п}$  определяют размеры выхода шнека (см. рис. 3.44). Другие геометрические параметры шнека определяют с использованием соотношений разд. 3.3.6.

**Углы рабочей решетки, число лопаток.** По полученным значениям  $D_{п}$  и  $d_{вт}$  для среднего диаметра

$$D_{ср} = (D_{п} + d_{вт})/2$$

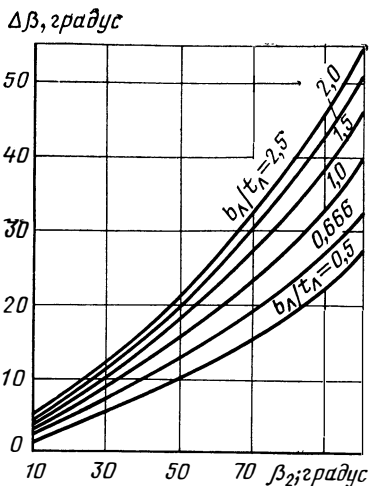


Рис. 3.47. Зависимость допустимого угла поворота потока в решетке от угла потока на выходе и густоты решетки

определяют скорости и строят треугольник скоростей на входе в нервую осевую ступень (см. разд. 2.5.4, принимаем после спрямляющего аппарата шнека  $c_{1u} = 0$ ). По углу потока  $\beta_1$  находят угол лопаток  $\beta_{1л}$  ( $i = 2 \dots 3^\circ$ ). Угол потока на выходе  $\beta_2$  надо выбирать таким, чтобы течение в диффузорной решетке колеса было безотрывным. Обобщение опытных данных продувок диффузорных решеток позволило получить связь между допустимым углом поворота потока в решетке  $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$ , выходным углом и густотой решетки  $b_{л}/t_{л}$  (рис. 3.47).

Для увеличения напорности следует выбирать максимальные углы поворота потока, при которых требуется большая густота. После определения угла  $\beta_2$  находят угол лопатки на выходе  $\beta_{2л} = \beta_2 + \delta$ .

Угол отставания  $\delta$  можно принимать равным  $3 \dots 5^\circ$ . В дальнейшем этот угол уточняется по формуле

$$\delta = \theta \left[ \frac{0,92(x_f/b_{л}) - 0,002\beta_{2л} + 0,18}{\sqrt{b_{л}/t_{л}}} \right], \quad (3.115)$$

где  $\theta = 180 - (\beta_{1л} + \beta_{2л})$  — угол изгиба профиля;  $x_f$  — см. рис. 2.7. В формулу (3.115) углы  $\delta$ ,  $\theta$  и  $\beta$  подставляются в градусах.

Для определения числа лопаток надо задаться относительной высотой лопатки. Для уменьшения потерь на парный вихрь целесообразно выбрать  $h_{л}/b_{л} \geq 1,5$  (см. разд. 2.12.2.1). Тогда, выражая число лопаток  $z$  через шаг  $t_{л}$ , получим

$$z = \pi \frac{b_{лг}}{t_{л}} \frac{h_{л}}{b_{л}} \frac{1 + d_{вТ}}{1 - d_{вТ}}.$$

По значению  $z$  определяют шаг  $t_{л}$ , а затем по  $b_{л}/t_{л}$  — хорду лопатки  $b_{л}$ . Лопатки осевых ступеней получаются короткими ( $D_{ср}/h_{л} < 7$ ), поэтому их можно не профилировать по радиусу.

**Число ступеней.** По углу  $\beta_2$  определяют треугольник на выходе ступени (см. разд. 2.5.4) и определяют скорость  $c_{2u} = u - c_{2z} \operatorname{ctg} \beta_2$  ( $c_{2z} = c_{1z}$ ). Зная эту скорость, по формуле (2.98) определяют теоретический напор ступени  $H_T$ . Принимая гидравлический КПД ступени  $\eta_T = 0,82 \dots 0,88$ , найдем действительный напор ступени  $H = H_T \eta_T$ . Число осевых ступеней определяется как частное от деления потребного напора насоса на напор ступени. Ступени делают одинаковыми.

**Параметры направляющего и спрямляющего аппаратов (см. рис. 3.46).** Скорости потока на выходе и входе аппаратов определяют абсолютными скоростями потока на входе и выходе колеса. Геометрические параметры решеток аппаратов находят аналогично параметрам решетки колеса (вместо углов  $\beta$  используются углы потока в абсолютном движении  $\alpha$ ). Осевой зазор между колесом и аппаратами выбирают в пределах  $(0,1 \dots 0,3) b_{л}$ , при больших зазорах уменьшаются пульсации давлений за счет выравнивания потока, но могут возрасти потери на трение в зазоре.

### 3.2.3. Шнековый насос

#### 3.2.3.1. Выбор параметров

Шнековый одноступенчатый насос (см. рис. 3.45) используется в качестве бустерного насоса (см. разд. 3.2.1). Угловая скорость шнекового насоса и его диаметры  $D_{ш}$  и  $d_{1вТ}$  определяются

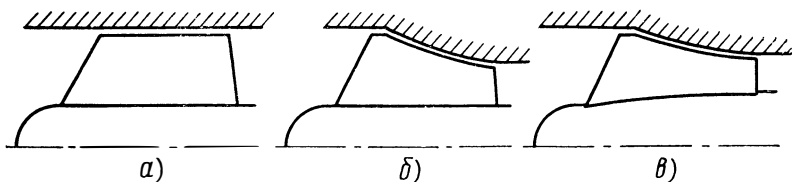


Рис. 3.48. Меридиональные сечения шнеков:

*a* — с постоянным диаметром втулки и периферии; *b* — с постоянным диаметром втулки и уменьшающимся диаметром периферии; *v* — с увеличивающимся диаметром втулки и уменьшающимся диаметром периферии

так же, как и соответствующие диаметры шнекоосевого насоса (см. разд. 3.2.2). Диаметр втулки на выходе  $d_{вт}$  находят, принимая  $K_{D_{32}} = 4 \dots 4,5 \left( D_{32} = \sqrt{D_{ш}^2 - d_{вт}^2} \right)$ . Потребный напор бустерного насоса  $H$  является заданным (см. разд. 3.3.7). По  $\eta_r = 0,6 \dots 0,7$  (см. разд. 2.10.1) находят потребный теоретический напор  $H_T = H/\eta_r$ . С помощью соотношений разд. 2.10.1 находят шаг шнека на выходе, соответствующий  $H_T$ .

Другие геометрические параметры шнека определяют с использованием соотношений разд. 3.3.6. Отметим, что, помимо шнека с конической втулкой (см. рис. 3.45), в бустерных насосах можно использовать шнеки и с другим профилем меридионального сечения (рис. 3.48). Выбор формы колеса ступени определяется компоновкой и требованиями к их антикавитационным и напорным качествам.

### 3.2.3.2. Энергетические характеристики

**Теоретические характеристики.** Расчет характеристик шнекового насоса рассмотрим на примере шнека постоянного шага с неизменными диаметрами на периферии и у втулки (рис. 3.48, *a*, 2.49).

При работе шнека в шнекоцентробежном насосе центробежное колесо влияет на работу стоящего перед ним шнека. Поэтому характеристики шнекового насоса отличаются от характеристик шнека шнекоцентробежного насоса. Это отличие приводит в основном к тому, что расчетные диаметры для отдельно стоящего шнека и для шнека, стоящего перед центробежным колесом, различны, см. формулы (2.144) и (2.145). Шнековые насосы со шнеком постоянного шага (см. рис. 2.49) имеют большую густоту решетки, поэтому влиянием конечного числа лопаток можно пренебречь, т. е. можно принять  $H_T = H_{т\infty}$ . Тогда теоретический напор шнека постоянного шага, см. формулу (2.146), запишется в виде

$$H_T = u_p^2 \left( 1 - \frac{c_{2z}}{u_p} \operatorname{ctg} \beta_{л.р} \right) = u_p^2 (1 - q_2), \quad (3.116)$$

где  $u_p$  — окружная скорость на расчетном диаметре  $D_p$ .

Выразим  $H_T$  через расход  $\dot{V}$  и геометрические параметры шнека. Значение  $c_{2z}$  легко определить из соотношений

$$c_{2z} = \dot{V}/F_{2z};$$

$$F_{2z} = \frac{\pi D_{ш}^2}{4} - \frac{\pi d_{вт}^2}{4} - \frac{D_{ш} - d_{вт}}{2} z \frac{\delta_{ср}}{\sin \beta_{л.ср}},$$

где  $\delta_{ср}$  — толщина лопатки на среднем диаметре (см. рис. 2.49).





При  $\dot{V}_{H_T=0}$  затрата энергии на течение жидкости через колесо определяется затратой энергии на трение жидкости (обтекание пластин с нулевым углом атаки).

Потери энергии на трение, см. формулу (2.183), найдем по формуле

$$L_{\text{пот}} = \lambda \frac{b_{\text{л. ср}}}{D_{\Gamma}} \frac{\omega^2}{2}, \quad (3.120)$$

где  $b_{\text{л. ср}}$  — длина лопатки на среднем диаметре;

$$D_{\Gamma} = \frac{4h_{\text{л}}a_{\text{ср}}}{2(h_{\text{л}} + a_{\text{ср}})}; \quad (3.121)$$

$$a_{\text{ср}} = \frac{\pi D_{\text{ср}} - z(\delta_{\text{ср}}/\sin \beta_{\text{л. ср}})}{z} \sin \beta_{\text{л. ср}}$$

— ширина межлопаточного канала на среднем диаметре.

Относительная скорость в межлопаточном канале колеса при  $\dot{V}_{H_T=0}$

$$\omega = \dot{V}_{H_T=0}/(h_{\text{л}}a_{\text{ср}}z).$$

Коэффициент сопротивления  $\lambda$  принимаем в пределах 0,011 ... 0,016. Тогда для указанного режима получим

$$H_{H_T=0} = -L_{\text{пот}}.$$

При  $\dot{V}_{\eta_{\text{ш max}}}$  с помощью формулы (3.116) получим выражение для напора

$$H_{\eta_{\text{ш max}}} = 0,4\eta_{\text{ш max}}u_2^2.$$

При  $K_{D_0} = 6 \dots 8$  значение  $\eta_{\text{ш max}} = \eta_{\Gamma \text{ max}} = 0,55 \dots 0,40$ . С уменьшением  $K_{D_0}$  значение  $\eta_{\text{ш max}}$  возрастает.

Нанесем в координатах  $H, \dot{V}$  значения напоров при  $\dot{V}_{H=0}$  и  $\dot{V}_{\eta_{\text{ш max}}}$  (см. рис. 3.49). Соединив полученные точки плавной линией, получим действительную напорную характеристику шнекового насоса и определим расход  $\dot{V}_{H=0}$ , при котором напор равен нулю.

Для построения КПД-характеристики  $\eta_{\text{ш}} = f(\dot{V})$  используют обобщенную зависимость, приведенную на рис. 3.49 (см. стрелки).

### 3.3. КАВИТАЦИЯ В НАСОСАХ

#### 3.3.1. Основные понятия

Кавитация — это процесс нарушения сплошности потока жидкости в зоне пониженного давления, заключающийся в образовании полостей, наполненных паром и выделившимся из жидкости газом. В области пониженных давлений возникают растягивающие напряжения, которые приводят к разрыву жидкости; образуются полости — кавитационные каверны, которые заполняются парами жидкости и выделяющимся из жидкости растворенным в ней газом.

Попадая в область высоких давлений, каверны (паровые пузырьки) «захлопываются», так как пар конденсируется. Захлопывание каверн вызывает местный гидравлический удар, по некоторым теориям — кумулятивный, который может привести к разрушению (кавитационная эрозия) стенок каналов.

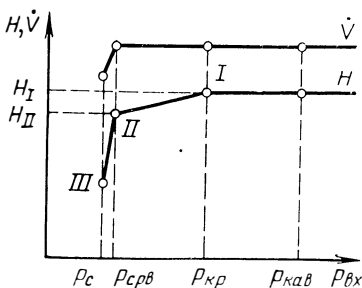


Рис. 3.50. Срывная кавитационная характеристика, типичная для шнекоцентробежных насосов, при  $\omega = \text{const}$

Возникновение и развитие кавитации в жидкости связано с наличием так называемых ядер кавитации. Физически чистая и однородная жидкость воспринимает значительные растягивающие напряжения. В технических жидкостях всегда имеются ядра кавитации

и под воздействием растягивающих напряжений возникают кавитационные явления. Ядра кавитации являются теми слабыми точками, в которых нарушается прочность жидкости и возникают кавитационные явления. Согласно наиболее вероятной гипотезе ядра кавитации представляют собой нерастворенные газовые включения, в том числе в порах и трещинах микрочастиц, взвешенных в жидкости.

На развитие кавитации в жидкостях влияет также количество свободных газов и растворенных, выделяющихся в областях пониженного давления. Газ уменьшает прочность жидкости (газовая кавитация). При наличии двухфазной среды сильно падает скорость звука и кризисы, имеющие место при кавитационных течениях (ограничение расхода), могут являться кризисами звуковых течений. Кроме того, на степень развития кавитации могут влиять термодинамические свойства жидкостей (см. разд. 3.3.5.2).

Кавитация приводит к трем основным отрицательным последствиям для гидравлических машин:

- а) к срыву режима работы машины, т. е. к резкому снижению основных выходных параметров —  $H$ ,  $\dot{V}$  (рис. 3.50) и  $\eta_n$ ;
- б) к эрозионному разрушению рабочего колеса машины — обычно при длительной работе на кавитационном режиме [2];
- в) к возможности неустойчивой работы (низкочастотные автоколебания давления) [10].

В насосах кавитация возникает при давлении перед входом в насос, существенно превышающем давление парообразования при данной температуре жидкости  $p_n$ . Это означает, что область минимального давления располагается внутри проточной части насоса. Падение давления внутри (по сравнению с входным давлением), прежде всего, связано с обтеканием лопаток. При обтекании лопаток, как и при обтекании любого профиля, образуется область пониженного давления. При положительных углах атаки, обычных для насосов, область пониженного давления возникает с нерабочей стороны входной части лопаток (на рис. 3.51 и 3.52 отмечена знаком «минус»). В центробежном колесе область минимального давления определяется не только распределением давления в результате обтекания лопатки, но и давлением, возникающим от действия кориолисовых и центробежных сил инерции.

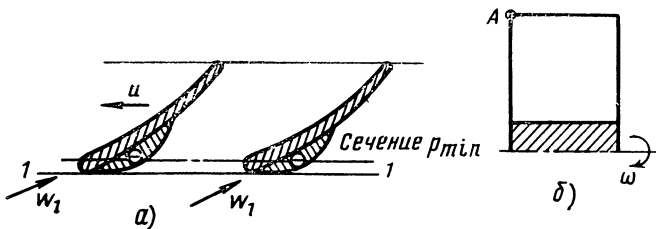


Рис. 3.51. Области минимальных давлений на лопатках осевого колеса: а — меридиональное сечение колеса; б — решетка лопаток

Решетка колеса, у которой напор падает при меньшем входном давлении, обладает лучшими антикавитационными свойствами. Чем больше разрежение на спинке лопатки, тем при большем давлении  $p_{вх}$  наступает падение напора. Поэтому следует избегать больших углов атаки, большой нагрузки на лопатку (большой разницы давлений на лопатке), малой густоты решетки, т. е. всего того, что может привести к большому разрежению на лопатке. Чем большую скорость имеет поток, обтекающий лопатку, тем больше будет разрежение на лопатке. Исходя из этого наиболее отдаленная от оси вращения точка входной кромки лопатки может явиться центром зарождения кавитации (точка А на рис. 3.51 и 3.52).

Отметим, что в центробежном колесе начавшаяся кавитация в области входа на лопатки будет быстро развиваться вследствие того, что движение к периферии по инерции жидкости, более плотной, чем парогазовые каверны, увеличивает разрежение.

Зависимость напора насоса от давления на входе при постоянном расходе и постоянной частоте вращения называется срывной кавитационной характеристикой. Такие характеристики снимаются на специальных лабораторных стендах.

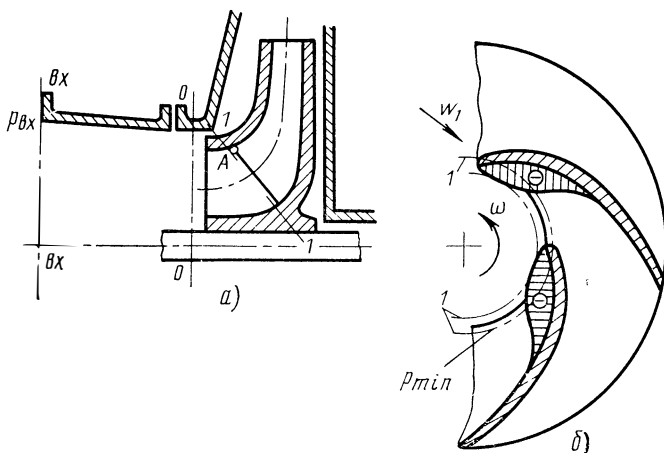


Рис. 3.52. Области минимальных давлений на лопатках центробежного колеса: а — меридиональное сечение колеса; б — круговая решетка лопаток

На рис. 3.50 представлена срывная кавитационная характеристика, типичная для шнекоцентробежных насосов ЖРД. При давлении на входе  $p_{\text{кав}}$  в насосе возникает кавитация. Однако уменьшение давления от  $p_{\text{кав}}$  до  $p_{\text{кр}}$ , несмотря на развитие кавитации, не приводит к изменению напора и КПД насоса, но при этом могут наблюдаться эрозионные и колебательные явления. При давлении  $p_{\text{кр}}$  напор начинает снижаться (одновременно с напором снижается КПД). Будем называть этот режим критическим. При давлении на входе  $p_{\text{срв}}$  напор резко падает. Резко снижаются также КПД и расход, который уже не удается поддержать постоянным. Этот режим будем называть срывным кавитационным.

Для насосов ЖРД важно избежать кавитационного срыва ( $p_{\text{кр}} > p_{\text{вх}} > p_{\text{срв}}$ ). Ввиду сравнительно кратковременной работы этих насосов для них допускается (без опасения значительной кавитационной эрозии) режим уже начавшейся кавитации, но без существенного изменения параметров. Обычно для эрозионного разрушения рабочих органов насосов при кавитационных режимах требуется значительное время.

При расчете и эксплуатации насосов ЖРД важно знать минимальное давление на входе в насос  $p_{\text{срв}}$ , при котором еще обеспечивается бессрывная работа насоса.

Таким образом, на характеристике обычно можно выделить два режима: I — режим начала изменения выходных параметров насоса (или критический режим) и II — режим срыва (или срывной режим) \*. Критический режим иногда совпадает со срывным режимом.

Срыв режима насоса вызывается наличием сильно развившейся кавитационной зоны и примыкающей к ней зоны отрыва, которая распространяется по длине и ширине межлопаточного канала вплоть до выхода из колеса, что приводит к уменьшению площади проходного сечения и к резкому снижению напора насоса и расхода через него. Желательно, чтобы изменение напора между критическими и срывными режимами (см. рис. 3.50) было минимальным, так как область между  $p_{\text{кр}}$  и  $p_{\text{срв}}$  является рабочей.

Иногда режим срыва насоса на характеристике  $H = f(p_{\text{вх}})$  не проявляется четко, а напор (расход и КПД) достаточно плавно снижается при уменьшении давления. Такие срывные кавитационные характеристики наблюдаются иногда при испытаниях шнековых насосов, а у центробежных и шнекоцентробежных насосов они имеют место при  $D_1/D_2 > 0,5$ . При  $D_1/D_2 > 0,5$  условия на входе могут оказать влияние на выходные параметры. В этом случае за давление срыва условно принимается такое давление, которое соответствует установленному падению напора, зависящему от требований, предъявляемых к двигательной установке. Обычно для основного насоса  $\Delta H = 2 \dots 3 \%$  от  $H_{\text{нач}}$ , для бустерного насоса допускается  $\Delta H$  до 10 % от  $H_{\text{нач}}$ .

\* В некоторой литературе критический режим называют первым критическим режимом, а срывной — вторым критическим режимом.

Для осевых и шнекоцентробежных насосов можно выделить еще режим при давлении  $p_c$ , несколько меньшем срывного, III — суперкавитационный режим. Многие насосы могут достаточно устойчиво работать при резко уменьшающихся значениях напора и расхода, когда давление на входе несколько меньше срывного, т. е. на срывной (левой) ветви характеристики (см. рис. 3.50). Этот режим характеризуется тем, что кавитационная каверна, имея длину, превышающую длину лопатки, отрывается от лопаток. Теоретической схемой такого режима является отрывное кавитационное обтекание лопаток (суперкавитационное обтекание).

В дальнейшем будем различать четыре режима насоса по давлению на входе: а) режим  $p_{\text{кав}}$  — начало кавитации ( $\Delta p_{\text{кав}} = p_{\text{кав}} - p_{\text{п}}$ , где  $p_{\text{п}}$  — давление насыщенных паров — скрытая кавитация);

б) режим  $p_{\text{кр}}$ , при котором заметен излом линии  $H = f(p_{\text{вх}})$ , — критический режим ( $\Delta p_{\text{кр}} = p_{\text{кр}} - p_{\text{п}}$ );

в) режим  $p_{\text{срв}}$ , при котором наблюдается срыв режима, — срывной режим ( $\Delta p_{\text{срв}} = p_{\text{срв}} - p_{\text{п}}$ );

г) суперкавитационный режим  $p_c$  ( $\Delta p_c = p_c - p_{\text{п}}$ ).

По давлению на входе срывной и суперкавитационный режимы практически совпадают.

Кавитация может иметь различные формы. Различают три формы паровой кавитации: пузырьковая, вихревая, присоединенная (плочная, струйная).

Пузырьковая кавитация возникает при обтекании профилей с плавными обводами. Ядра кавитации (газовые включения), находящиеся всегда в технических жидкостях, попадая в области пониженного давления на профиле, начинают быстро увеличиваться в объеме. Внутри объема происходит испарение жидкости. Возникшие парогазовые пузырьки сносятся потоком к выходной кромке пера лопатки и «захлопываются» в области повышенного давления жидкости.

Вихревая кавитация возникает в вихрях жидкости, например, в зоне обратных токов, в концевых вихрях, образующихся на периферии лопатки (в радиальном зазоре между шнеком и корпусом).

Присоединенная кавитация наблюдается при образовании паровой полости, связанной с лопаткой. Для этой формы кавитации характерно наличие четкой границы раздела фаз: пара и жидкости. В осевых и центробежных насосах могут присутствовать все три формы кавитации. В шнекоцентробежных насосах применяются заостренные лопатки, поэтому при работе на жидкости без свободных газов в них в основном имеют место присоединенная и вихревая кавитация.

При перекачке жидкости с нерастворенными газами важную роль играет также газовая кавитация, связанная с увеличением объема газа в жидкости в области пониженных давлений.

### 3.3.2. Кавитация в шнеке

Установка шнека перед центробежным колесом значительно улучшает антикавитационные качества насоса, уменьшая давление на входе в насос, при котором происходит резкое падение

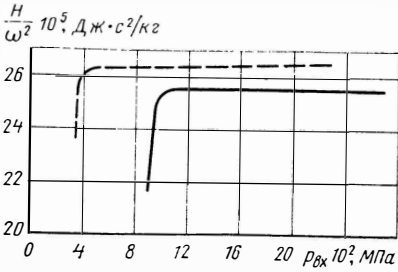


Рис. 3.53. Срывные кавитационные характеристики:

— центробежного насоса;  
 - - - того же насоса со шнеком (шнекоцентробежного насоса)

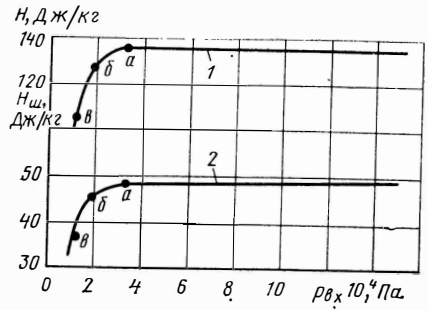


Рис. 3.54. Срывные кавитационные характеристики:

1 — шнекоцентробежного насоса; 2 — шнека

напора (рис. 3.53). Это и определило широкое применение шнеков в шнекоцентробежных насосах. Антикавитационные качества правильно рассчитанного шнекоцентробежного насоса определяются антикавитационными качествами шнека.

На рис. 3.54 для примера приведены срывные кавитационные характеристики, полученные при испытании шнекоцентробежного насоса на воде (напор шнека определялся измерением давления на корпусе между шнеком и центробежным колесом).

На рис. 3.55, *a, б, в* приведены фотографии кавитационных зон в шнеке, которые соответствуют точкам *a, б, в* на кривых рис. 3.54. Фотографии получены во время эксперимента (шнек имел прозрачный корпус). Кавитационная каверна зарождается на периферии шнека, на нерабочей стороне лопасти, и вплоть до срыва имеет заметные границы. Теоретически течение в шнеке реальной жидкости

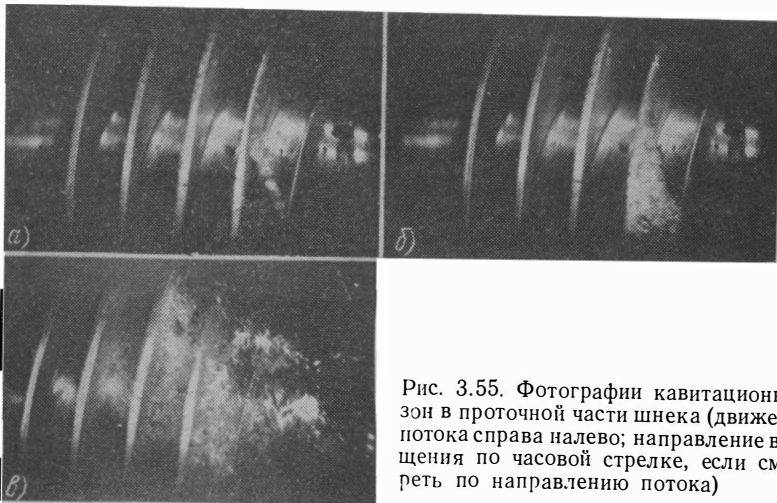


Рис. 3.55. Фотографии кавитационных зон в проточной части шнека (движение потока справа налево; направление вращения по часовой стрелке, если смотреть по направлению потока)

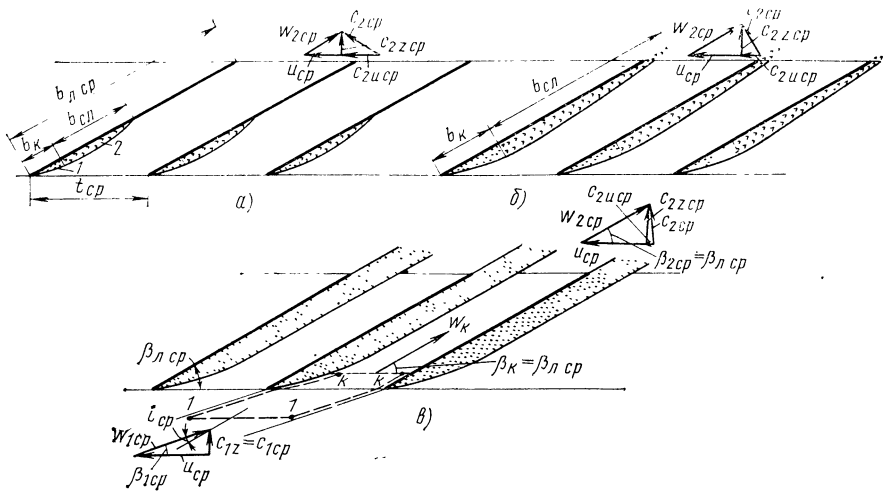


Рис. 3.56. Стадии развития кавитационных зон в решетке шнека:  
*a* — течение с начальной кавитацией; *б* — течение с развитой кавитацией; *в* — суперкавитационное течение; 1 — присоединенная паровая каверна; 2 — вихревой след

без свободного газа можно рассматривать как течение с присоединенной каверной.

Рассмотрим модель течения в шнеке постоянного шага. Решетка такого шнека (см. разд. 2.10.3) является решеткой пластин (рис. 2.49). Возьмем решетку на среднем радиусе шнека. При некотором давлении на нерабочей стороне пластины, вблизи входной кромки, в зоне пониженного давления возникает присоединенная паровая каверна 1 (рис. 3.56, *a*), замыкающаяся на длине  $b_k$  в области повышенного давления. Струйки жидкости, прилегающие к каверне, огибая ее, как плохообтекаемое тело, отрываются и образуют за ней вихревой след 2. Из-за отрыва потока давление в следе понижено. Это приводит к подосу в области следа 2 жидкости из невозмущенного потока и смещению ее с жидкостью в зоне отрыва, в результате чего давление в следе увеличивается по направлению к выходной кромке и вихри исчезают на длине  $b_{cl}$ . След разрушается в пределах решетки.

При понижении входного давления развитие кавитации проявляется в увеличении ширины и длины паровой каверны и следа. При определенном давлении каверна со следом занимают уже всю длину лопатки (см. рис. 3.56, *б*) и след размывается потоком за решеткой. Площадь проходного сечения межлопаточного канала уменьшается, скорость  $w_{2cp}$  увеличивается, окружная составляющая  $c_{2u}$  и теоретический напор снижаются (см. рис. 3.50 и 3.56, *б*). Дальнейшее уменьшение входного давления приводит к скачкообразному увеличению длины каверны с выходом ее границы за пределы решетки (см. рис. 3.56, *в*). Происходит отрыв потока жидкости от нерабочей стороны лопатки. Наступает суперкавитационное (отрывное) течение в решетке. Предшествующее ему по давлению течение называется предсуперкавитационным. Это течение соответствует срывному режиму работы шнека. Срывной кавитационный режим по



давлению входа близок к суперкавитационному (см. рис. 3.50),  $p_{срв} \approx p_c$ . Анализируя суперкавитационный режим, можно определить антикавитационные свойства шнека на срывном режиме, вблизи которого (со стороны большего давления) работает шнек ЖРД.

Суперкавитационное течение аналогично отрывному потенциальному обтеканию лопатки. Рассмотрим это течение для бесконечно тонких лопаток и идеальной жидкости.

В сечении  $k-k$  каверна развита, скорость потока в межлопаточном канале направлена под углом  $\beta_{л.ср}$ . Эта скорость — максимальная скорость жидкости в межлопаточном канале. Давление по границе каверны также постоянно, оно равно минимальному давлению — давлению насыщенных паров жидкости  $p_{п}$ . В сечении  $k-k$  устанавливается также давление  $p_{п}$ .

Для определения входного давления  $p_{1с}$ , соответствующего суперкавитационному срыву, выделим контур  $1-1-k-k$ .

Запишем уравнение энергии в относительном движении для сечений  $1-1$  и  $k-k$  (здесь и далее пренебрегаем уносом массы жидкости в виде пара через каверну):

$$p_{1с} + \rho \omega_{1ср}^2 / 2 = p_{п} + \rho \omega_{к}^2 / 2, \quad (3.122)$$

где  $\omega_{1ср}$  — относительная скорость жидкости на среднем радиусе шнека.

Преобразовав выражение (3.122), получим

$$(p_{1с} - p_{п}) / \rho = (\lambda_{1с})_{реш} \omega_{1ср}^2 / 2, \quad (3.123)$$

$$\text{где} \quad (\lambda_{1с})_{реш} = (\omega_{к} / \omega_{1ср})^2 - 1. \quad (3.124)$$

Параметр  $\lambda$  называется коэффициентом кавитации (в гидродинамике его называют числом кавитации). Экспериментальным путем коэффициент кавитации для насоса может быть определен согласно формуле (3.123) для характерных кавитационных режимов работы насоса по соответствующему входному давлению (см. рис. 3.50):

для режима начала кавитации по формуле

$$\lambda_{нав} = \frac{p_{нав} - p_{п}}{\rho \omega_{1ср}^2 / 2} = \frac{\Delta p_{нав}}{\rho \omega_{1ср}^2 / 2}; \quad (3.125)$$

для критического режима по формуле

$$\lambda_{кр} = \frac{p_{кр} - p_{п}}{\rho \omega_{1ср}^2 / 2} = \frac{\Delta p_{кр}}{\rho \omega_{1ср}^2 / 2}; \quad (3.126)$$

для срывного режима по формуле

$$\lambda_{срв} = \frac{p_{срв} - p_{п}}{\rho \omega_{1ср}^2 / 2} = \frac{\Delta p_{срв}}{\rho \omega_{1ср}^2 / 2}. \quad (3.127)$$

Как видно из выражений (3.125), ..., (3.127), коэффициент кавитации пропорционален уменьшению давления в потоке от давления на входе в насос до минимального давления, равного давлению насыщенного пара. Это уменьшение давления связано с увеличением скорости потока в межлопаточном канале шнека.

Если рассчитать коэффициенты кавитации, то можно определить расчетным путем с помощью соотношений (3.125), ..., (3.127) характерные давления  $p_{\text{нав}}, p_{\text{кр}}, p_{\text{срв}} \approx p_c$ . В. И. Петров и В. Ф. Чебаевский получили зависимости для  $\lambda_{\text{нав}}, \lambda_{\text{кр}}, \lambda_{\text{срв}}$  [9].

Найдем выражение для коэффициента кавитации решетки  $(\lambda_{1c})_{\text{реш}} \approx (\lambda_{1c\text{срв}})_{\text{реш}}$ , с которым связан коэффициент кавитации шнека  $\lambda_{1c\text{срв}}$ . Для определения отношения скоростей  $\omega_k/\omega_{1c\text{ср}}$ , входящего в выражение (3.124), используем уравнение количества движения для контура  $1-1-k-k$  (см. рис. 3.56, в) в проекции на направление пластины:

$$\rho \omega_{1c\text{ср}} t_{c\text{ср}} \sin \beta_{1c\text{ср}} (\omega_k - \omega_{1c\text{ср}} \cos i_{c\text{ср}}) = (p_{1c} - p_n) t_{c\text{ср}} \sin \beta_{\text{л.ср}}. \quad (3.128)$$

Решая совместно уравнения (3.123) и (3.128), найдем выражение для отношения скоростей [9]

$$\frac{\omega_k}{\omega_{1c\text{ср}}} = \frac{\cos \frac{\beta_{1c\text{ср}} - i_{c\text{ср}}}{2}}{\cos \frac{\beta_{1c\text{ср}} + i_{c\text{ср}}}{2}} = \sqrt{\frac{1 + \cos(\beta_{1c\text{ср}} - i_{c\text{ср}})}{1 + \cos(\beta_{1c\text{ср}} + i_{c\text{ср}})}}. \quad (3.129)$$

Подставляя формулу (3.129) в соотношение (3.124), после преобразований получим

$$(\lambda_{1c})_{\text{реш}} = \frac{2 \sin \beta_{1c\text{ср}} \sin i_{c\text{ср}}}{1 + \cos(\beta_{1c\text{ср}} + i_{c\text{ср}})}. \quad (3.130)$$

В связи с малыми углами  $\beta_{1c\text{ср}}$  и  $i_{c\text{ср}}$  значение косинуса можно принять равным единице, а  $\sin \beta_{1c\text{ср}}$  равным  $\text{tg } \beta_{1c\text{ср}} = \bar{c}_{1z} = c_{1z}/u_{c\text{ср}}$ . Тогда выражение (3.130) примет вид

$$(\lambda_{1c})_{\text{реш}} = \bar{c}_{1z} \sin i_{c\text{ср}}. \quad (3.131)$$

Коэффициент кавитации шнека  $\lambda_{1c\text{срв}} \approx \lambda_{1c}$  можно выразить через коэффициент кавитации решетки

$$\lambda_{1c\text{срв}} \approx \lambda_{1c} = a_0 + b'_0 (\lambda_{1c})_{\text{реш}}. \quad (3.132)$$

С учетом формулы (3.131) выражение (3.132) приведем к виду

$$\lambda_{1c\text{срв}} = a_0 + b_0 \bar{c}_{1z}. \quad (3.133)$$

Влияние пространственности течения в шнеке, толщины лопаток и других геометрических параметров шнека учитывается поправками  $a_0$ ,  $b'_0$  и  $b_0$  (полагается, что  $i_{c\text{ср}} = 4 \dots 11^\circ$ ).

На основании обобщенных опытных данных шнекоцентробежных насосов с различными вариантами шнеков постоянного и переменного шага В. И. Петров и В. Ф. Чебаевский получили  $b_0 = 0,115$  и следующее выражение:

$$a_0 = 0,043 \left( \sqrt[4]{\gamma_{c\text{ср}}/i_{c\text{ср}}} - 1 \right) + 0,21 \sqrt[4]{\bar{\delta}_{1c\text{ср}}} + 0,11 \sqrt[6]{\bar{b}_{\text{л.ср}}} + \\ + 0,0027 (z_{\text{ш}} - 2) - 0,095, \quad (3.134)$$

где  $\gamma_{c\text{ср}}$  — угол входного клинообразного участка;  $\bar{\delta}_{1c\text{ср}} = \delta_{1c\text{ср}}/D_{c\text{ср}}$  — относительная толщина входной кромки;  $\bar{b}_{\text{л.ср}} = b_{\text{л.ср}}/D_{c\text{ср}}$  — отно-

сительная длина профиля; при  $\gamma_{ср}/i_{ср} \leq 1$  первый член следует принимать равным нулю.

Из формул (3.133), (3.134) видно, что  $\lambda_{1срв}$  уменьшается с увеличением  $\bar{b}_{л.ср}$  и уменьшением  $\gamma_{ср}$ ,  $\delta_{1ср}$ . Обычно  $\gamma_{ср}/i_{ср} = 0,8 \dots 1,5$ ;  $\delta_{1ср} = 0,005 \dots 0,045$ ;  $\bar{b}_{л.ср} \geq 2,3$ ;  $z_{ш} = 2 \dots 3$ , при этом  $a_0 = 0,02 \dots 0,04$ .

По известному значению  $\lambda_{1срв}$  можно с помощью выражения (3.127) определить срывное давление на входе в шнек:

$$p_{1срв} = p_{п} + \rho \lambda_{1срв} \omega_{1ср}^2 / 2. \quad (3.135)$$

### 3.3.3. Параметры, определяющие антикавитационные свойства шнекоцентробежного насоса

#### 3.3.3.1. Срывной кавитационный запас

Антикавитационные качества правильно рассчитанного шнекоцентробежного насоса определяются шнеком. Поэтому, используя формулу (3.135), можно определить срывное давление при входе в шнекоцентробежное колесо насоса  $p_{1срв}$ . При расчете насоса необходимо знать полное давление срыва на входе в насос  $p_{0срв}$ , в сечении перед подводом насоса. Это давление определяет антикавитационные качества всего насоса, в то время как давление  $p_{1срв}$  характеризует только антикавитационные качества шнекоцентробежного колеса насоса. Найдем выражение для  $p_{0срв}$ .

Запишем уравнение энергии для сечений на входе в насос и в шнек (см. рис. 3.1):

$$p_{0срв} = p_{срв} + \rho c_{вх}^2 / 2 = p_{1срв} + \rho c_1^2 / 2 + L_{подв} = p_{01срв} + L_{подв}. \quad (3.136)$$

Из выражения (3.136) видно, что  $p_{0срв}$  превышает  $p_{01срв}$  на величину потерь в подводе  $L_{подв}$ . Следовательно, улучшить антикавитационные качества насоса можно, добившись малых потерь в подводе (см. разд. 3.1.1.1).

Превышение срывного полного давления на входе в насос над давлением насыщенных паров, выраженное в джоулях на килограмм, называется срывным кавитационным запасом насоса:

$$\Delta h_{срв} = (p_{0срв} - p_{п}) / \rho. \quad (3.137)$$

Чем меньше  $\Delta h_{срв}$ , тем лучше антикавитационные качества насоса. Преобразовав формулу (3.137) с помощью соотношений (3.136), (3.1) и выражения

$$\omega_{1ср}^2 = c_{1z}^2 + u_{ср}^2 \quad (3.138)$$

(здесь  $u_{ср}$  — окружная скорость на среднем радиусе шнека и  $c_{1z} = c_1$ ), получим

$$\Delta h_{срв} = (1 + \zeta_{подв}) c_{1z}^2 / 2 + \lambda_{1срв} (u_{ср}^2 + c_{1z}^2) / 2. \quad (3.139)$$

Из формулы (3.139) следует, что срывной кавитационный запас определяется коэффициентом кавитации и окружной скоростью

шнека, коэффициентом потерь в отводе, осевой скоростью потока на входе в шнек.

Рассчитав по формуле (3.139) срывной кавитационный запас, на основании выражения (3.137) можно определить полное срывное давление на входе в насос:

$$p_{0\text{срв}} = p_{\pi} + \rho \Delta h_{\text{срв}}. \quad (3.140)$$

### 3.3.3.2. Кавитационный коэффициент быстроходности

Выражение (3.139) приведем к виду

$$\Delta h_{\text{срв}}/u_{\text{ср}}^2 = [\bar{c}_{1z}^2(1 + \zeta_{\text{подв}}) + \lambda_{1\text{срв}}(1 + \bar{c}_{1z}^2)]/2, \quad (3.141)$$

где  $\bar{c}_{1z} = c_{1z}/u_{\text{ср}}$ .

Левая часть уравнения (3.141) для геометрически подобных по входу шнекоцентробежных насосов на кинематически подобных режимах — константа. Она является критерием подобия, характеризующим антикавитационные качества насоса:

$$\Delta \bar{h}_{\text{срв}} = \Delta h_{\text{срв}}/u_{\text{ср}}^2 = 4\Delta h_{\text{срв}}/(\omega^2 D_{\text{ср}}^2). \quad (3.142)$$

Вместо критерия  $\Delta \bar{h}_{\text{срв}}$  можно получить другой критерий. Для этого выразим диаметр  $D_{\text{ср}}$  через критерий кинематического подобия  $\bar{V} = \dot{V}/(\omega D_{\text{ср}}^3)$ :

$$D_{\text{ср}} = \dot{V}^{1/3}/(\omega^{1/3} \bar{V}^{1/3}). \quad (3.143)$$

Используя соотношения (3.142) и (3.143), получим

$$\omega^{4/3} \dot{V}^{2/3}/\Delta h_{\text{срв}} = 4\bar{V}^{2/3}/\Delta \bar{h}_{\text{срв}}. \quad (3.144)$$

В связи с тем что для кинематически подобных режимов правая часть равенства (3.144) является константой, левая часть представляет собой критерий подобия

$$C = \omega^{4/3} \dot{V}^{2/3}/\Delta h_{\text{срв}}. \quad (3.145)$$

Обычно вместо критерия (3.145) используют критерий, предложенный С. С. Рудневым и называемый коэффициентом быстроходности,

$$C_{\text{срв}} = 298\omega \sqrt{\bar{V}}/\Delta h_{\text{срв}}^{3/4}. \quad (3.146)$$

В связи с аналогией записи формулы для критерия  $C_{\text{срв}}$  и для коэффициента быстроходности  $n_s$ , см. формулу (2.164), критерий  $C_{\text{срв}}$  называют кавитационным коэффициентом быстроходности. Для геометрически неподобных по входу насосов  $C_{\text{срв}}$  теряет смысл критерия подобия и используется в качестве параметра, характеризующего антикавитационные качества насосов.

В технической системе единиц

$$C_{\text{срв}} = 5,62n \sqrt{\bar{V}}/(\Delta h_{\text{срв}})^{3/4}, \quad (3.147)$$

где  $n$  — частота вращения, об/мин;  $\dot{V}$  — объемный расход, м<sup>3</sup>/с;  $\Delta h_{\text{срв}}$  — срывной кавитационный запас, м.

Кавитационный коэффициент быстроходности может быть определен для любого режима кавитации. Удобство использования кавитационного коэффициента быстроходности  $C_{срв}$  [см. формулу (3.146)] состоит в том, что он связывает основные параметры насоса  $\dot{V}$  и  $\omega$  со срывным кавитационным запасом  $\rho \Delta h_{срв} = p_{срв} - p_{п} + \rho c_{вх}^2/2$ . Чем меньше  $\Delta h_{срв}$ , т. е. чем лучше антикавитационные качества насоса, тем большее значение имеет кавитационный коэффициент быстроходности. Обратим внимание на то, что если  $p_{срв} - p_{п} = 0$  ( $\lambda_{срв} = 0$ , что соответствует наилучшим антикавитационным качествам), то кавитационный коэффициент не будет равен бесконечности и будет определяться скоростью жидкости на входе. Обычно для центробежных насосов  $C_{срв} = 800 \dots 1500$ , для шнеко-центробежных  $C_{срв} = 3000 \dots 5000$ .

### 3.3.4. Условия работы насоса без кавитационного срыва

Проблема обеспечения работы насосов без кавитационного срыва имеет решающее значение для ЖРД, так как антикавитационные качества насоса влияют на массу всей двигательной установки. Кавитационный срыв насосов при малых давлениях на входе ( $p_{вх} < p_{срв}$ ) приводит к прекращению работы двигателя. Повышение давления на входе связано с увеличением массы, так как давление на входе обеспечивается давлением в баке летательного аппарата.

Условие работы насоса без кавитационного срыва может быть записано в виде

$$p_{вх} \geq p_{срв}, \quad (3.148)$$

$$\text{или } p_{вх} - p_{п} \geq p_{срв} - p_{п} = \lambda_{срв} \rho \omega_{1ср}^2/2. \quad (3.149)$$

Для насосной системы ЖРД давление  $p_{вх}$  определяется давлением в баках  $p_{б}$ , инерционным напором и гидравлическим сопротивлением входной магистрали  $\Delta p_{сопр. вх}$  (см. разд. 1.1):

$$p_{вх} = p_{б} + \rho l j + \Delta p_{сопр. вх} - \rho c_{вх}^2/2. \quad (3.150)$$

С учетом выражения (3.150) условие (3.149) работы без кавитационного срыва может быть записано в виде

$$p_{б} + \rho l j - \Delta p_{сопр. вх} - p_{п} - \rho c_{вх}^2/2 \geq p_{срв} - p_{п} = \lambda_{срв} \rho \omega_{1ср}^2/2. \quad (3.151)$$

Левая часть уравнения (3.151), являющаяся разностью давления входа и давления упругости паров, должна превышать правую часть уравнения — необходимый запас давления для работы насоса без срыва.

Если вообще нельзя допустить работу насоса при начавшейся кавитации (например, при опасности кавитационной эрозии в случае длительной работы турбонасосного агрегата), то выражение (3.149) будет иметь вид

$$p_{вх} - p_{п} > p_{кав} - p_{п} = \lambda_{кав} \rho \omega_{1ср}^2/2. \quad (3.152)$$

Подчеркнем, что для насоса режим начала кавитации ( $p_{\text{кав}}$ ) не может быть выявлен характеристикой  $H = f(p_{\text{вх}})$ .

Если в правую часть выражения (3.151) перенести член  $\rho c_{\text{вх}}^2/2$ , то оно примет вид

$$p_6 + \rho l j - \Delta p_{\text{сопр. вх}} - p_{\text{п}} \geq \rho \Delta h_{\text{срв}} = p_{0\text{срв}} - p_{\text{п}}. \quad (3.153)$$

Правая часть выражения (3.153) — необходимый запас полного давления.

При проектировании двигательной установки всегда для надежности принимают, что запас давления больше необходимого на величину резерва  $\Delta h_{\text{рез}}$ :

$$p_{0\text{вх}} - p_{\text{п}} - \rho \Delta h_{\text{рез}} = \rho \Delta h_{\text{срв}}. \quad (3.154)$$

Введением резерва давления  $\Delta h_{\text{рез}}$  учитывается несовершенство способов определения необходимого запаса полного давления и отличие антикавитационных качеств различных экземпляров одного и того же насоса. Обычно  $\Delta h_{\text{рез}} = 10 \dots 30$  Дж/кг. Из формул (3.154) и (3.153) следует, что

$$p_6 = \rho \Delta h_{\text{срв}} + p_{\text{п}} + \rho \Delta h_{\text{рез}} + \Delta p_{\text{сопр. вх}} - \rho l j. \quad (3.155)$$

Выражение (3.155) позволяет определить допустимый кавитационный запас  $\Delta h_{\text{срв}}$  при заданном давлении в баке. Это выражение позволяет также определить давление в баке для насоса с известным кавитационным запасом  $\Delta h_{\text{срв}}$ . Давление в баке  $p_6$  в основном определяет толщину стенок бака, а следовательно, и массу баков. Масса баков составляет значительную долю массы двигательной установки, поэтому чем меньше будет давление в баке, тем меньшую сухую массу будет иметь летательный аппарат. Кроме того, надо стремиться к уменьшению давления  $p_6$  и для снижения массы системы наддува бака. Рассмотрим более подробно влияние отдельных членов выражения (3.155) на необходимое давление в баке.

### 3.3.5. Влияние параметров насосной системы и перекачиваемого компонента топлива на давление в баке

#### 3.3.5.1. Гидравлическая система, антикавитационные качества насоса

Наличие инерционного подпора, как это следует из уравнения (3.155), позволяет применять меньшее давление в баке. Для этого целесообразно размещать баки компонентов по возможности в передней части ракеты (см. рис. 1.3). Определять необходимое давление в баке надо для того момента работы ракеты, когда член  $\rho l j$  имеет минимальное значение.

Для уменьшения давления в баке гидравлическое сопротивление участка от бака до входа в насос ( $\Delta p_{\text{сопр. вх}}$ ) должно быть минимальным, а это значит, что желательно иметь короткий трубопровод и следует избегать поворотов, резкого изменения сечений и большой скорости течения жидкости. Кроме того, уменьшение скорости при

заданном полном давлении непосредственно приводит к увеличению располагаемого запаса давления на входе. Однако с уменьшением скорости течения увеличиваются размеры и масса трубопроводов. Обычно скорость на входе в насос 5 ... 15 м/с.

Необходимое для бесрывной работы насоса давление в баке в основном зависит от кавитационных качеств насоса, которые определяют значение  $\Delta h_{срв}$ . Чем меньше  $\Delta h_{срв}$ , тем меньше будет  $p_б$ . Поэтому при разработке ТНА ЖРД особенно важно получить малые значения  $\Delta h_{срв}$  (см. разд. 3.3.6).

### 3.3.5.2. Физические свойства перекачиваемого компонента топлива

**Давления паров жидкости.** Необходимое давление в баке в значительной мере зависит от физических свойств перекачиваемой жидкости. Из формулы (3.155) следует, что чем больше  $p_п$  при рабочей температуре жидкости, тем большее требуется  $p_б$  или требуется более высокое кавитационное качество насоса (малые значения  $\Delta h_{срв}$ ), если задано давление в баке.

Поскольку  $p_п$  сильно зависит от температуры жидкости, расчет следует проводить для наибольшей температуры. Обычно для некриогенных компонентов топлив максимальная температура равна 303 ... 323 К (30 ... 50 °С).

Максимальной начальной температурой в баке для криогенных компонентов (кислород, водород и т. д.) является температура кипения при атмосферном давлении, так как заправка ракеты этими обычно переохлажденными компонентами производится из емкостей, имеющих дренаж в атмосферу. Протекая по трубопроводу, ведущему ко входу в насос, жидкость нагревается. Следовательно, давление паров может превышать атмосферное давление. Точный расчет температуры криогенного компонента достаточно сложен. В первом приближении давление паров можно принимать по температуре, превышающей температуру кипения компонента при атмосферном давлении на 2 ... 3 К.

**Плотность жидкости.** Следует помнить, что необходимое давление в баке зависит от плотности жидкости  $\rho$ . Действительно, выражение (3.155) можно записать так:

$$p_б = \rho (\Delta h_{срв} + L_{сопр. вх} + \Delta h_{рез} - l_j) + p_п^*$$

При прочих равных условиях увеличение плотности  $\rho$  приводит к необходимости повышения давления в баке  $p_б$ .

**Термодинамические свойства жидкости.** На необходимое давление в баке могут влиять термодинамические свойства жидкости. Рассмотрим этот вопрос для жидкости без газовых включений.

Пусть насос работает на жидкости А (рис. 3.57) с кавитацией в колесе. Тогда температура жидкости в колесе, в зоне кавитации,  $T_ж$  будет меньше температуры жидкости на входе в насос  $T_ж$  ( $T_ж < T_{ж}$ ), так как при парообразовании (кавитации) от жидкости отбирается теплота. Уменьшение температуры жидкости ведет к умень-

Рис. 3.57. Графики влияния термодинамических свойств жидкости на срывное давление насоса

шению давления упругости пара с  $p_{\text{п}}$  до  $p'_{\text{п}}$ , что приводит к уменьшению полного срывного давления насоса

$$p_{0\text{срв}} = p'_{\text{п}} + \rho \Delta h_{\text{срв}}. \quad (3.156)$$

Термодинамическое падение давления пара

$$\Delta p_{\text{п}} = \rho \Delta h_{\text{т}} = p_{\text{п}} - p'_{\text{п}},$$

где  $\Delta h_{\text{т}}$  — соответствующее изменение удельной энергии.

Уменьшение давления паров будет тем больше, чем круче зависимость  $p_{\text{п}}$  от температуры (см. кривые А и В на рис. 3.57). Наиболее крутая зависимость  $p_{\text{п}}$  от температуры соответствует криогенным жидкостям (водород, кислород, фтор). Поэтому влияние термодинамических свойств на кавитацию проявляется в значительной мере для криогенных жидкостей. В случае некриогенных жидкостей (вода, керосин, азотные соединения и т. д.) при обычных температурах  $T$  (230 ... 315 К) влияние термодинамических свойств практически отсутствует. Это позволяет кавитационные характеристики насосов, работающих на некриогенных жидкостях, получать по результатам испытаний насосов на модельной жидкости, воде. При криогенных жидкостях, особенно водороде, для получения кавитационных характеристик требуются испытания насосов на натуральных жидкостях.

Расчетным путем значение  $\Delta h_{\text{т}}$  (термодинамической поправки) для шнекоцентробежного насоса может быть определено по приближенной формуле В. И. Петрова и В. Ф. Чебаевского

$$\Delta h_{\text{т}} = 35 \frac{p_{\text{п}}}{\rho_{\text{кр. ж}}} (\sqrt{\text{tg } \beta_{\text{л. ср}}} - 0,3) u_{\text{ср}}^2, \quad (3.157)$$

где  $\rho_{\text{кр. ж}}$  — критическое давление жидкости.

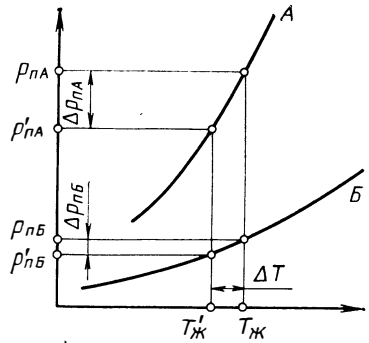
Отношение  $p_{\text{п}}/\rho_{\text{кр. ж}}$  характеризует крутизну зависимости  $p_{\text{п}}$  от температуры, а угол лопатки  $\beta_{\text{л. ср}}$  и окружная скорость шнека  $u_{\text{ср}}$ , к которой близка скорость жидкости на входе в шнек ( $w_{\text{лср}} \approx u_{\text{ср}}$ ), определяют размеры зоны кавитации (интенсивность парообразования), которые влияют на падение температуры  $\Delta T$  (см. рис. 3.57).

Выражение для срывного кавитационного запаса насоса с учетом термодинамических свойств жидкости записывается в виде

$$\Delta h_{\text{срв. т}} = (p_{0\text{срв}} - p_{\text{п}})/\rho = \Delta h_{\text{срв}} - \Delta h_{\text{т}}, \quad (3.158)$$

где  $\Delta h_{\text{срв}}$  — срывной кавитационный запас без учета влияния термодинамических свойств жидкости, определяемый по формуле (3.139) или по результатам испытаний насоса на воде.

Значение  $\Delta h_{\text{т}}$  для криогенных жидкостей может быть близким к  $\Delta h_{\text{срв}}$  и даже превышать его.





Пусть  $\Delta h_{\Gamma} = \Delta h_{\text{срв}} = c_{\text{вх}}^2/2$ , тогда из уравнения (3.158) получим, что  $\rho_{\text{срв}} = \rho_{\text{п}}$ . Следовательно, в этом случае насос может работать на криогенной жидкости при давлении на входе, равном давлению пара, т. е. на кипящей жидкости. Это подтверждается экспериментально.

**Газы, растворенные и нерастворенные в жидкости.** На развитие кавитации и на антикавитационные качества насоса влияет содержание в жидкости газов — растворенных и нерастворенных, выделяющихся и увеличивающих свой объем в области пониженного давления. При обычных небольших количествах растворенного в жидкости газа его влияние почти не сказывается на параметрах, характеризующих антикавитационные качества насоса в области расчетного режима.

Влияние нерастворенного газа на антикавитационные качества шнекоцентробежного насоса можно оценить с помощью соотношения [9]:

$$C_{\text{срв.г}}/C_{\text{срв}} = \exp(-1,5\sqrt{\delta_{\text{вх}}}), \quad (3.159)$$

где  $C_{\text{срв.г}}$  — кавитационный коэффициент быстроходности при работе насоса на жидкости с нерастворенным газом,  $\delta_{\text{вх}}$  — газосодержание жидкости на входе в насос. Обычно  $\delta_{\text{вх}} = \dot{V}_{\text{г}}/\dot{V}$ ;  $\dot{V}_{\text{г}}$  — расход газа;  $\dot{V}$  — расход жидкости.

### 3.3.6. Обеспечение высокого антикавитационного качества шнекоцентробежного насоса

#### 3.3.6.1. Выбор наружного диаметра шнека и диаметра его втулки

Высокого антикавитационного качества насоса можно добиться правильным выбором конструктивных параметров шнека.

Наружный диаметр шнека определяется выбором осевой скорости на входе в шнек  $c_{1z}$ . Существует оптимальная скорость  $c_{1z}$ , при которой достигаются наилучшие антикавитационные качества насоса. Найдем выражение для оптимальной скорости  $c_{1z}$ . Преобразовав формулу (3.146), получим

$$C_{\text{срв}} = 298 \left( \frac{\Delta h_{\text{срв}}}{\omega^{4/3} \dot{V}^{2/3}} \right)^{-3/4}. \quad (3.160)$$

Максимум  $C_{\text{срв}}$  достигается при минимуме комплекса  $\Delta h_{\text{срв}}/(\omega^{4/3} \dot{V}^{2/3})$ . Умножим и разделим правую часть уравнения (3.141) на отношение  $(c_{1z}/u_{\text{ср}})^{2/3}$  и используем выражения

$$u_{\text{ср}} = \frac{\omega D_{\text{ср}}}{2} = \frac{\omega}{4} (1 + \bar{d}_{\text{вт}}) D_{\text{ш}}; \quad (3.161)$$

$$c_{1z} = \frac{4\dot{V}}{\pi D_{\text{э}}^3} = \frac{4\dot{V}}{\pi D_{\text{ш}}^2 (1 - \bar{d}_{\text{вт}}^2)}, \quad (3.162)$$

где

$$\bar{d}_{\text{вт}} = d_{\text{вт}}/D_{\text{ш}},$$

$$D_{\text{э}} = \sqrt{D_{\text{ш}}^2 - d_{\text{вт}}^2}. \quad (3.163)$$

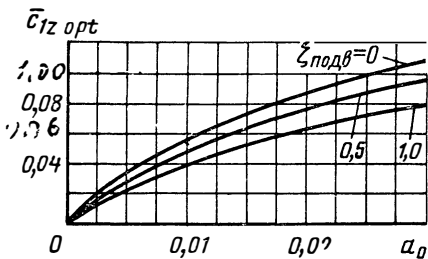


Рис. 3.58. Зависимость оптимальной осевой скорости жидкости на входе в шнек от  $a_0$  и  $\zeta_{\text{подв}}$

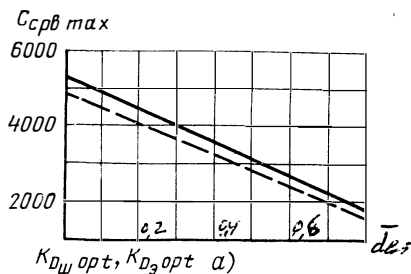
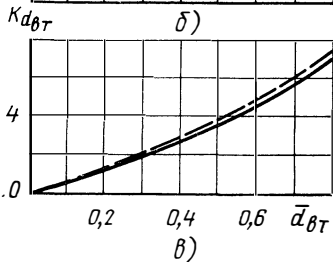
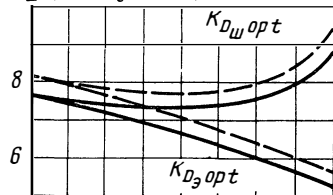


Рис. 3.59. Зависимости максимального значения кавитационного коэффициента быстроходности шнекоцентробежного насоса (а), оптимальных значений коэффициентов  $K_{D_{\text{ш}}}$ ,  $K_{D_{\text{э}}}$  (б) и  $K_{d_{\text{вт}}}$  (в) от  $\bar{d}_{\text{вт}}$  ( $a_0 = 0,03$ ):

— осевой подвод ( $\zeta_{\text{подв}} = 0$ );  
 - - - кольцевой, коленообразный, спиральный и полуспиральный подводы ( $\zeta_{\text{подв}} = 0,5$ )



Тогда получим

$$\frac{\Delta h_{\text{срв}}}{\omega^{4/3} \dot{V}^{2/3}} = 0,09 \frac{(1 + \bar{d}_{\text{вт}})^{4/3}}{(1 - \bar{d}_{\text{вт}}^2)^{2/3}} \frac{1}{\bar{c}_{1z}^{2/3}} [(1 + \zeta_{\text{подв}}) \bar{c}_{1z}^2 + (a_0 + 0,115 \bar{c}_{1z})(1 + \bar{c}_{1z}^2)]. \quad (3.164)$$

Пренебрежем во втором слагаемом в квадратных скобках значением  $\bar{c}_{1z}^2$  ( $\bar{c}_{1z}^2 \ll 1$ ) и определим при постоянных  $a_0$ ,  $\zeta_{\text{подв}}$  и  $\bar{d}_{\text{вт}}$  производную  $d(\Delta h_{\text{срв}}/\omega^{4/3} \dot{V}^{2/3})/d\bar{c}_{1z}$ . Приравняв производную нулю, получим квадратное уравнение для оптимальной скорости  $\bar{c}_{1z}$ , решение которого имеет вид

$$\bar{c}_{1z\text{opt}} = -0,014/(1 + \zeta_{\text{подв}}) + \sqrt{0,0002/(1 + \zeta_{\text{подв}})^2 + a_0/2(1 + \zeta_{\text{подв}})}. \quad (3.165)$$

Из формулы (3.165) следует, что  $\bar{c}_{1z\text{opt}}$  зависит только от  $a_0$  и  $\zeta_{\text{подв}}$ . Рассчитанная по формуле (3.165) зависимость для  $\bar{c}_{1z\text{opt}}$  приведена на рис. 3.58. Видно, что увеличение  $a_0$  и уменьшение  $\zeta_{\text{подв}}$  приводит к росту оптимальной скорости  $\bar{c}_{1z}$ .

На основании формул (3.160), (3.164) и (3.165) можно заключить, что максимальное значение  $C_{\text{срв}}$ , помимо  $a_0$  и  $\zeta_{\text{подв}}$ , зависит от относительного диаметра втулки  $\bar{d}_{\text{вт}}$ . Рассчитанная с помощью этих соотношений зависимость  $C_{\text{срвmax}}$  от  $\bar{d}_{\text{вт}}$  (при обычном значении  $a_0 = 0,03$ ) приведена на рис. 3.59. Видно, что с увеличением  $\bar{d}_{\text{вт}}$

значение  $C_{срв\ max}$  уменьшается. Отсюда следует необходимость выбора возможно меньшего значения диаметра втулки шнека. Насосам с осевым подводом соответствуют большие значения  $C_{срв\ max}$ , чем насосам с другими видами подводов.

Найдем связь между диаметром шнека  $D_{ш}$  и  $\bar{c}_{1z}$ . Используя соотношения (3.161) и (3.162), после преобразований получим

$$\bar{c}_{1z} = \frac{c_{1z}}{u_{ср}} = \frac{16\dot{V}}{\pi\omega (D_{ш}^3 - d_{вт}^3)(D_{ш} + d_{вт})} = \frac{49,2 \cdot 10^{-3}}{K_{D_{ш}}^3 (1 - \bar{d}_{вт}^3)(1 + \bar{d}_{вт})}, \quad (3.166)$$

где  $K_{D_{ш}} = 2,13D_{ш}/\sqrt[3]{\dot{V}/\omega}$ .

Рассчитанная с помощью соотношений (3.165) и (3.166) зависимость (см. рис. 3.59) для оптимального коэффициента диаметра шнека  $K_{D_{ш\ opt}}$ , соответствующего  $\bar{c}_{1z\ opt}$ , показывает, что оптимальный диаметр шнека с увеличением  $\bar{d}_{вт}$  сначала уменьшается, а затем возрастает. При этом оптимальное значение коэффициента эквивалентного диаметра шнека, определенное с использованием формулы

$$K_{D_{э}} = 2,13D_{э}/\sqrt[3]{\dot{V}/\omega} = K_{D_{ш}} \sqrt[3]{1 - \bar{d}_{вт}^3}, \quad (3.167)$$

с увеличением  $\bar{d}_{вт}$  уменьшается. Увеличение  $\zeta_{подв}$  ведет к росту  $K_{D_{э\ opt}}$  и  $K_{D_{ш\ opt}}$ . При обычных значениях  $\bar{d}_{вт} = 0,2 \dots 0,5$  значение  $K_{D_{э\ opt}}$  находится в пределах  $6,5 \dots 7,5$ , а  $C_{срв\ max} = 4500 \dots 3000$ .

При проектировании насосов, как правило, известной величиной является не относительное значение  $\bar{d}_{вт}$ , а абсолютное значение диаметра втулки  $d_{вт}$ . В консольном насосе диаметр определяется из конструктивных соображений. При неконсольном насосе (рис. 1.11, поз. 9) вал шнека передает значительный крутящий момент, поэтому  $d_{вт}$  находится из расчета вала на прочность.

При известном значении  $d_{вт}$  можно определить коэффициент диаметра втулки

$$K_{d_{вт}} = 2,13d_{вт}/\sqrt[3]{\dot{V}/\omega}. \quad (3.168)$$

Зависимость  $K_{d_{вт}}$  от  $\bar{d}_{вт}$  для  $K_{D_{ш\ opt}}$  (см. рис. 3.59), полученная с помощью соотношения

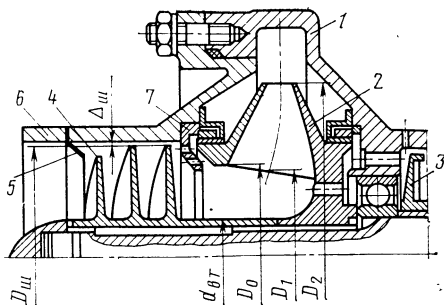
$$K_{d_{вт}} = K_{D_{ш}} \bar{d}_{вт}, \quad (3.169)$$

позволяет по известному значению  $K_{d_{вт}}$  определить  $C_{срв\ max}$  и  $K_{D_{э\ opt}}$  и  $K_{D_{ш\ opt}}$ . Если при этом получаются большие значения  $K_{D_{э}}$  и  $K_{D_{ш}}$ , приводящие к существенному уменьшению КПД насоса (см. рис. 3.27), то следует перейти от схемы насоса с одинаковыми диаметрами шнека и входа в колесо ( $D_{ш} = D_0$  — вставной шнек, см. рис. 3.1) к схеме с диаметром шнека, большим, чем диаметр входа в колесо ( $D_{ш} > D_0$ ), (рис. 3.60) — выставной шнек. Это целесообразно при  $K_{D_{э}} \geq 7,2$ .

Для повышения напорности шнека иногда бывает необходимо увеличить диаметр втулки на выходе (увеличение  $D_{ср}$ ); тогда целе-

Рис. 3.60. Схема насоса с диаметром шнека, превышающим диаметр входа в центробежное колесо (выставной шнек):

1 — корпус отвода; 2 — центробежное колесо; 3 — импеллер; 4 — шнек; 5 — конус на входе в шнек; 6 — корпус шнека; 7 — конус на входе в центробежное колеса



собразно применять в шнеке коническую втулку (см. рис. 3.45).

### 3.3.6.2. Повышение антикавитационного качества центробежных колес

Необходимо обеспечить высокие антикавитационные качества центробежного колеса, так как при этом требуется меньшее давление для его бесрывной работы, а это ведет к уменьшению необходимого напора шнека при шнекоцентробежном насосе или бустерного насоса при центробежном основном насосе. Меньший напор шнека получается при меньшем угле атаки на его входе, что благоприятно сказывается на антикавитационных качествах шнека и всего шнекоцентробежного насоса, а также уменьшает пульсации давления. При меньшем напоре бустерного насоса затрата мощности на его привод уменьшается. Антикавитационные качества центробежного насоса определяются давлением на нерабочей стороне лопаток. Чем больше скорость потока, тем больше падение давления.

Конструктивные элементы входа в центробежное колесо должны обеспечивать малые скорости потока и малое падение давления. Для этого целесообразно входную кромку лопатки располагать на меньших радиусах, приближая ее ко входу в колесо. При этом в результате уменьшения окружной скорости снижается относительная скорость потока. Вынос кромки лопатки ко входу усложняет колесо, так как при этом лопатку уже нецелесообразно выполнять цилиндрической, т. е. с поверхностью, образующая которой параллельна оси вращения. Цилиндрическая лопатка с вынесенной ко входу кромкой имеет значительное изменение угла вдоль лопатки, что приводит к неоптимальным углам атаки и ухудшает антикавитационные качества колеса. Поверхность лопатки также образует с передним покрывным диском острый телесный угол. В этой области возникает вихревая зона, ухудшающая работу колеса. Наиболее благоприятна поверхность лопатки, нормальная к дискам колеса. При этом лопатка получает форму двоякоизогнутой поверхности и называется лопаткой двойной кривизны (рис. 3.61). При такой форме лопатки удается получить углы атаки, близкие к оптимальным.

Колеса с лопатками двойной кривизны обладают более высокими антикавитационными качествами ( $\lambda_{срв.ц} = 0,1 \dots 0,12$ ), но их изготовление достаточно сложно, обычно их делают литыми (здесь и далее индексом «ц» обозначены параметры центробежного колеса). При коэффициентах быстроходности  $n_s \geq 90$ , которым соответствует больший относительный диаметр колеса  $\bar{D}_1$ , выполнение лопатки

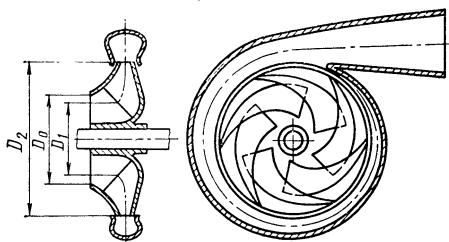


Рис. 3.61. Центробежный насос с лопатками двойной кривизны

с двойной кривизной позволяет увеличить ее поверхность. Это повышает теоретический напор, уменьшает потери и пульсации (путем увеличения равномерности потока).

Весьма эффективной мерой повышения антикавитационных качеств центробежного колеса является увеличение, как и для шнека, диаметра входа до значений, при которых  $K_{D_{э.ц}} = 7 \dots 8$ , см. формулу (3.167). Однако при таких значениях  $K_{D_{э.ц}}$  снижается КПД (см. рис. 3.27). В связи с тем что антикавитационные качества шнекоцентробежного насоса определяются в основном шнеком, диаметр входа в колесо выбирают равным диаметру шнека (вставной шнек). При больших значениях  $K_{D_{ш}}$  шнек делают выставным, а диаметр центробежного колеса выбирают, принимая  $K_{D_{э.ц}} = 5 \dots 6$ .

Уширение проходного сечения колеса перед входными кромками оказалось наиболее успешным мероприятием, повышающим антикавитационные качества центробежных колес. Допустимо введение значительной диффузорности входного участка колеса без серьезного уменьшения его КПД. Отношение  $\chi = \frac{\pi D_{э.ц}^2/4}{\pi D_1 b_1}$ , характеризующее диффузорность входного участка колеса, для повышения антикавитационных качеств без существенного снижения КПД следует выбирать в пределах  $0,6 \dots 0,8$ . Опыты показали, что на бескавитационных режимах при уширенном входе у переднего диска возникает зона обратных токов. По мере снижения давления при кавитационных режимах эта зона уменьшается, чем обеспечивается запас по сечению, уменьшающий скорость потока и затягивающий по давлению срыв центробежного колеса.

Эффективной мерой, улучшающей антикавитационные качества центробежных колес, является заострение лопаток. Из соображений прочности, технологичности ограничивают минимальную толщину входных кромок  $\delta_{1ц}$ . Обычно  $\delta_{1ц}z/D_1 = 0,1 \dots 0,2$  ( $z$  — число лопаток центробежного колеса).

Коэффициент кавитации центробежного колеса можно определить по формуле А. С. Шапиро:

$$\lambda_{срв.ц} = 0,65 \left( 1 + 5\delta_{1ц}z/D_1 \right) \frac{c_{1мц}/u_{1ц}}{1 - c_{1иц}/u_{1ц}}. \quad (3.170)$$

Коэффициент кавитации центробежного колеса так же, как и коэффициент кавитации шнека [см. формулу (3.133)], линейно зависит от соотношения скоростей на входе. Увеличение закрутки потока на входе в колесо ведет к повышению  $\lambda_{срв.ц}$ .

### 3.3.6.3. Определение шага шнека

Антикавитационные качества шнекоцентробежного насоса определяются шнеком, если при всех входных давлениях, больших давления кавитационного срыва, создаваемый шнеком напор достаточен для бессрывной работы центробежного колеса. Условие одновременного срыва определяется как равенство полного давления на выходе из шнека на срывном режиме полному давлению срыва центробежного колеса. Принимая, что струйка, покидающая шнек на диаметре  $D_{ср}$ , поступает в колесо на диаметре  $D_1$  (см. рис. 3.4), запишем (пренебрегаем потерями на участке между шнеком и колесом)

$$p_{п1} + \rho \Delta h_{срв} + \rho H_{ш} - \rho \Delta H_{ш} = p_{п1ц} + \rho \Delta h_{срв.ц}, \quad (3.171)$$

где  $H_{ш}$  — напор шнека при отсутствии влияния кавитации;  $p_{п1}$  и  $p_{п1ц}$  — соответственно давление насыщенных паров жидкости на входе в шнек и на входе в центробежное колесо;  $\Delta h_{срв}$ ,  $\Delta h_{срв.ц}$  — срывной кавитационный запас шнека и центробежного колеса;  $\Delta H_{ш}$  — уменьшение напора шнека из-за кавитации.

В общем случае давления  $p_{п1}$  и  $p_{п1ц}$  не равны, так как температура на входе в центробежное колесо выше, чем на входе в шнек, из-за подогрева жидкости утечками, поступающими на вход в колесо. При работе насоса на расчетном режиме различием давлений паров можно пренебречь. В этом случае уравнение (3.171) запишется так:

$$\Delta h_{срв} + H_{ш} - \Delta H_{ш} = \Delta h_{срв.ц}. \quad (3.172)$$

Разделим уравнение (3.172) на  $u_{ср}^2$ , в результате получим

$$\Delta h_{срв}/u_{ср}^2 + H_{ш}/u_{ср}^2 - \Delta H_{ш}/u_{ср}^2 = \Delta h_{срв.ц}/u_{ср}^2, \quad (3.173)$$

где  $\Delta h_{срв.ц} = \lambda_{срв.ц} \omega_{1ц}^2 / 2 + m c_{1ц}^2 / 2$ ;

$\omega_{1ц}$  и  $c_{1ц}$  — скорости на диаметре  $D_1$ ;  $\lambda_{срв.ц}$  — коэффициент кавитации центробежного колеса на срывном режиме;  $m$  — коэффициент неравномерности скоростей ( $m > 1$ ). При расчетах принимают  $m = 1$ , а влияние неравномерности скоростей учитывают увеличением  $\Delta H_{ш}$ . В. И. Петров и В. Ф. Чебаевский рекомендуют принимать  $\Delta H_{ш}/u_{ср}^2 = 0,10 \dots 0,15$ .

Уравнение (3.173) является уравнением совместной работы шнека и центробежного колеса. Из треугольника скоростей на входе в центробежное колесо (см. рис. 3.4) можно записать  $\omega_{1ц}^2 = (u_{1ц} - c_{1иц})^2 + c_{1иц}^2$ ;  $c_{1иц}^2 = c_{1иц}^2 + c_{1иц}^2$ , где  $u_{1ц} = u_{ср} D_1 / D_{ср}$ .

При допущении, что потери в пространстве между шнеком и колесом отсутствуют, течение подчиняется закону  $c_{иц} r = \text{const}$ . Тогда

$$c_{1иц} = c_{2и ср} D_{ср} / D_1, \quad (3.174)$$

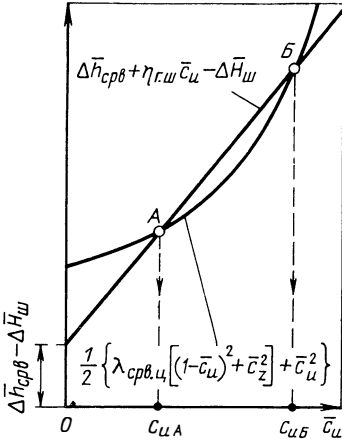
где  $c_{2и ср}$  — окружная скорость (закрутка) потока на выходе из шнека, на среднем диаметре.

Используя средние значения осевой скорости на выходе из шнека  $c_{2z}$  ( $c_{2z} = c_{1z}$ ) и меридиональной скорости на входе в центробежное колесо  $c_{1иц}$ , получим

$$c_{1иц} = \chi c_{1z}, \quad (3.175)$$

$$\Delta \bar{h}_{срв} + \eta_{г.ш} \bar{c}_u - \Delta \bar{H}_ш,$$

$$\frac{1}{2} \left\{ \lambda_{срв} \eta_{ц} \left[ (1 - \bar{c}_u)^2 + \bar{c}_z^2 \right] + \bar{c}_u^2 \right\}$$



мощью этих соотношений уравнение (3.171):

$$\Delta \bar{h}_{срв} + \eta_{г.ш} \bar{c}_u - \Delta \bar{H}_ш = \frac{1}{2} \left\{ \lambda_{срв} \eta_{ц} \left[ (1 - \bar{c}_u)^2 + \bar{c}_z^2 \right] + \bar{c}_u^2 + \bar{c}_z^2 \right\}, \quad (3.177)$$

где  $\Delta \bar{h}_{срв} = \Delta h_{срв} / u^2$ ,  $\bar{c} = c / u$ .

На рис. 3.62 для графического решения уравнения (3.177) приведены зависимости от  $\bar{c}_u$  левой и правой частей этого уравнения. В точках A и B выполняется равенство (3.177), поэтому эти точки определяют диапазон изменения необходимой окружной составляющей скорости на выходе из шнека  $c_u = c_{2u\text{ср}}$ . Следует выбирать меньшее значение  $\bar{c}_u$ , так как при этом шнек будет менее напорным и будет обладать большим КПД и лучшими антикавитационными качествами. Обычно  $\bar{c}_u = 0,2 \dots 0,5$ .

Для более точного определения необходимой окружной скорости на выходе из шнека  $c_{2u\text{ср}}$  графическое решение уравнения (3.173) проводится при использовании соотношений (3.174), ..., (3.175). По значению  $c_{2u\text{ср}}$  находится угол потока на выходе шнека на среднем диаметре

$$\operatorname{tg} \beta_{2ср} = \frac{c_{1z} / u_{ср}}{1 - c_{2u\text{ср}} / u_{ср}} = \frac{s_3}{\pi D_{ср}}. \quad (3.178)$$

Из соотношения (3.178) определим эквивалентный шаг шнека

$$s_3 = \pi D_{ср} \operatorname{tg} \beta_{2ср}. \quad (3.179)$$

На необходимую окружную скорость  $c_{2u\text{ср}}$  и, следовательно, на  $s_3$  и напор шнека влияет отношение площадей выхода из шнека и входа на лопатки центробежного колеса  $\chi$  и отношение диаметров шнека и входа в колесо  $D_{ср} / D_1$ . Уменьшение  $\chi$  (увеличение площади входа на лопатки колеса) и  $D_{ср} / D_1$  снижает  $\Delta h_{срв\text{ц}}$  вследствие уменьшения  $\lambda_{срв\text{ц}}$  и  $c_{1ц}$  [см. формулу (3.173)], и, следовательно, снижает потребный напор шнека, угол  $\beta_{2ср}$  и шаг  $s_3$ .

Рис. 3.62. Графики для определения необходимой окружной составляющей абсолютной скорости потока после шнека

где  $\chi = D_3^2 / (4D_1 b_1)$  — отношение площади сечения на выходе из шнека к площади сечения на вход на лопатки центробежного колеса.

Напор шнека  $H_{ш}$  можно выразить следующим образом:

$$H_{ш} = \eta_{г.ш} c_{2u\text{ср}} u_{ср}, \quad (3.176)$$

где  $\eta_{г.ш}$  — гидравлический КПД шнека ( $\eta_{г.ш} = 0,4 \dots 0,5$ ). В первом приближении положим  $D_1 = D_{ср}$ ,  $\chi = 1$ . Тогда получим  $u_{1ц} = u_{ср} = u$ ;  $c_{1u\text{ц}} = c_{2u\text{ср}} = c_u$ ;  $c_{1m\text{ц}} = c_{1z} = c_z$ . Преобразуем с по-

При этом, когда шнек имеет постоянный шаг ( $s_1 = s_2 = s_3 = s$ ), удается выдержать угол атаки в заданных пределах ( $i_{ср} = 4 \dots 10^\circ$ ), что благоприятно сказывается на антикавитационных качествах шнека и всего шнекоцентробежного насоса. Таким образом, при проектировании центробежного колеса надо стремиться обеспечить его высокие антикавитационные качества. Обычно принимают  $\chi = 0,6 \dots 0,8$ ;  $D_{ср}/D_1 = 0,9 \dots 1,1$ .

Для шнека постоянного шага  $s = s_3$ , причем в этом случае  $s_3$  подсчитываем по формуле (3.179). Угол лопаток на входе равен углу лопаток на выходе  $\beta_{1л. ср} = \beta_{2л. ср} = \beta_{2ср}$ . Тогда угол атаки на среднем диаметре на входе

$$i_{ср} = \beta_{1л. ср} - \beta_{1ср}, \quad (3.180)$$

где  $\beta_{1ср}$  — угол потока на входе шнека, определяемый по формуле

$$\beta_{1ср} = \arctg(c_{1z}/u_{ср}). \quad (3.181)$$

Отношение  $c_{1z}/u_{ср}$  определяется по формуле (3.166).

Угол атаки  $i_{ср}$  не должен превышать  $10^\circ$ . Большее его значение приводит к значительному ухудшению антикавитационных качеств шнекоцентробежного насоса и увеличивает пульсации. Если угол атаки  $i_{ср}$ , подсчитанный по формуле (3.180) при  $\beta_{1л. ср} = \beta_{2л. ср}$ , окажется менее  $10^\circ$ , то можно остановиться на шнеке постоянного шага. Если же  $i_{ср}$  будет больше  $10^\circ$ , то следует принять угол атаки равным  $3 \dots 4^\circ$  и применить шнек переменного шага с  $s_1 < s_2$ . Тогда шаг шнека на входе  $s_1$  найдем из соотношения

$$s_1 = \pi D_{ср} \operatorname{tg} \beta_{1л. ср}. \quad (3.182)$$

Угол  $\beta_{1л. ср}$  определяем с помощью соотношений (3.180) и (3.181). Шаг шнека на выходе  $s_2$  найдем по эквивалентному шагу  $s_3$  [см. (3.179)] и шагу  $s_1$ , используя выражение

$$s_2 = 2s_3 - s_1. \quad (3.183)$$

Напомним, что напор шнека постоянного шага создается благодаря наличию угла атаки: поток в решетке шнека поворачивается на угол, равный углу атаки. При нулевом угле атаки шнек постоянного шага не будет создавать напора. В шнеке переменного шага напор создается как благодаря наличию угла атаки, так и из-за изогнутости профиля. В принципе при нулевом угле атаки шнек переменного шага будет создавать напор. Технологически шнек переменного шага сложнее шнека постоянного шага. Для повышения КПД насоса может оказаться целесообразным применение шнека переменного шага для создания оптимальной закрутки на входе в центробежное колесо (см. разд. 3.1.1.6), особенно при  $D_1/D_2 > 0,5$ .

#### 3.3.6.4. Определение густоты решетки шнека, числа лопаток и других конструктивных параметров шнека

**Густота решетки и число лопаток.** Определенным выбором конструктивных параметров шнека можно обеспечить его высокие антикавитационные качества. В разд. 3.3.2 отмечалось, что к улуч-



шению антикавитационных качеств шнека приводит уменьшение толщины входной кромки лопаток  $\delta_{ср}$  и угла клинообразного участка профиля лопатки. Остановимся на выборе густоты решетки шнека и числа лопаток.

Режим кавитационного срыва насоса характеризуется преискуперкавитационным течением в решетке шнека, при котором каверна со следом занимают большую часть лопатки (см. рис. 3.56). Если длина лопатки недостаточна, то след не исчезает в межлопаточном канале, а распространяется за его пределами. Это приводит к кавитационному срыву при более высоких входных давлениях. Поэтому необходима определенная длина лопатки, обеспечивающая разрушение следа в межлопаточном канале. Опытные данные [9] показывают, что такая длина

$$b_{л. ср} \geq 2,3D_{ср}. \quad (3.184)$$

Густота решетки шнека связана с длиной лопатки:

$$\tau_{ср} = b_{л. ср}/t_{ср} \quad (3.185)$$

или

$$\tau_{ср} = b_{л. ср}z_{ш}/(\pi D_{ср}). \quad (3.186)$$

После подстановки в формулу (3.186) соотношения (3.184) получим

$$\tau_{ср} \geq 2,3z_{ш}/\pi. \quad (3.187)$$

Отсюда следует, что густота решетки связана с числом лопаток шнека. Увеличение  $z_{ш}$  приводит к ухудшению антикавитационных качеств шнека, см. формулу (3.134). Обычно выбирают  $z_{ш} = 2$ . Тогда из соотношения (3.187) получим, что  $\tau_{ср} \geq 1,46$ . Как правило, выбирают большие значения густоты решетки:  $\tau_{ср} = 1,6 \dots 2$  (при  $z_{ш} = 2$ ), так как увеличение  $\tau_{ср}$  уменьшает падение напора между критическим и срывным режимом шнекоцентробежного насоса (см. рис. 3.50).

#### **Углы конусности шнека и форма входных кромок его лопаток.**

Для улучшения антикавитационных качеств шнек выполняется с углом конусности на входе  $\theta_1$  (рис. 3.63, а), который составляет  $90 \dots 120^\circ$ . При наличии угла конусности на входе в результате действия центробежных сил потока, закрученного корневыми сечениями, давление на входе в периферийные сечения решетки шнека возрастает. Это облегчает условия работы в периферийных сечениях при кавитационных режимах. Иногда для увеличения стойкости лопатки шнека к колебаниям вводится угол конусности на выходе  $\theta_2 = 140 \dots 160^\circ$ . Меньшие значения  $\theta_1$  и  $\theta_2$  соответствуют меньшим диаметрам  $D_{ш}$ .

Благоприятное влияние на антикавитационные качества шнека оказывает подрезка входной части лопатки. При этом радиус входной кромки лопатки определяется формулой  $R = 0,35(D_{ш} - d_{вт})$  (см. рис. 3.63, б).

**Толщина и профиль лопаток.** Профиль лопатки шнека выполняется в виде прямой (при  $S = \text{const}$ ) или изогнутой (при  $S = \text{var}$ ) пластины с заостренными (клинообразными) входной и выходной кромками (см. рис. 3.63, в). Треугольный профиль выполняется

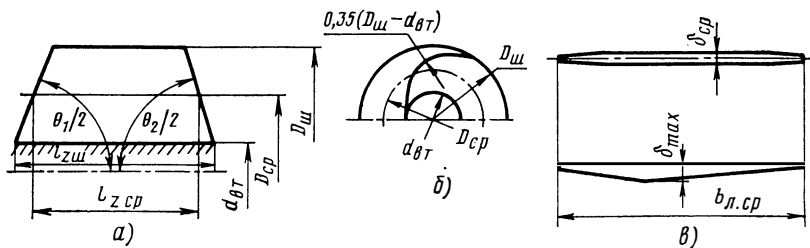


Рис. 3.63. Схемы, используемые при профилировании шнека

по форме, близкой к форме каверны и следа, возникающих на пластине на предсуперкавитационном режиме. Использование треугольного профиля уменьшает кавитационную эрозию шнека [2].

Толщину лопатки  $\delta_{ср}$  нужно выбирать минимальной для уменьшения загромождения сечения. Из соображений прочности корневые сечения должны иметь большую толщину, чем периферийные. Обычно  $\delta_{вТ}$  равно 0,015 ... 0,02 от длины лопатки в корневом сечении, а  $\delta_{п}$  равно 0,005 ... 0,01 от длины лопатки в периферийном сечении.

Длина заострения входной и выходной кромок должна составлять 35 ... 50 % от диаметра. Для улучшения антикавитационных качеств поверхность лопатки надо выполнять с  $R_a < 10$  мкм.

**Радиальный зазор шнека.** Для уменьшения перетекания жидкости с одной стороны лопатки на другую радиальный зазор  $\Delta_{ш}$  (см. рис. 3.60) надо выдерживать минимально возможным из конструктивных и технологических соображений. Однако при этом возрастают пульсации, связанные со щелевой кавитацией. Обычно  $\Delta_{ш} = (0,03 \dots 0,05) (D_{ш} - d_{вТ})$ .

**Осевая длина шнека.** Она определяется значениями  $D_{ш}$ ,  $d_{вТ}$ ,  $s_1$ ,  $s_2$ ,  $\theta_1$ ,  $\theta_2$ ,  $\tau_{ср}$ ,  $z_{ш}$ , рекомендации по выбору которых были приведены в данном разделе.

Остановимся на определении осевой длины шнека постоянного шага.

Представленная на рис. 2.49 решетка шнека является разверткой цилиндрического сечения шнека по среднему диаметру  $D_{ср}$ . Осевая длина на этом диаметре определяется из выражения

$$l_{z\text{ ср}} = b_{л.\text{ ср}} \sin \beta_{л.\text{ ср}}. \quad (3.188)$$

Выразим  $b_{л.\text{ ср}}$  через плотность решетки  $\tau_{ср}$  из формулы (3.186), а угол  $\beta_{л.\text{ ср}}$  через шаг шнека  $s = \pi D_{ср} \operatorname{tg} \beta_{л.\text{ ср}}$ . Получим

$$l_{z\text{ ср}} = \frac{\pi D_{ср} \tau_{ср}}{z_{ш}} \sin \operatorname{arctg} \frac{s}{\pi D_{ср}}. \quad (3.189)$$

Из рис. 3.63 легко установить следующую связь между длиной шнека  $l_{zш}$  и  $l_{z\text{ ср}}$ :

$$l_{zш} = l_{z\text{ ср}} + \frac{D_{ср} - d_{вТ}}{2} \left( \operatorname{ctg} \frac{\theta_1}{2} + \operatorname{ctg} \frac{\theta_2}{2} \right). \quad (3.190)$$

После подстановки выражения (3.189) в формулу (3.190) получим

$$l_{zш} = \frac{D_{ср}}{2} \left[ \frac{2\pi\tau_{ср} \sin \operatorname{arctg} \frac{s}{\pi D_{ср}}}{z_{ш}} + \left( 1 - \frac{d_{врт}}{D_{ср}} \right) \left( \operatorname{ctg} \frac{\theta_1}{2} + \operatorname{ctg} \frac{\theta_2}{2} \right) \right]. \quad (3.191)$$

Для уменьшения  $l_{zш}$  выбирают  $z_{ш} = 3$ , несколько ухудшая при этом антикавитационные качества шнека (3.134).

По формуле (3.191) с достаточной степенью точности можно определить  $l_{zш}$  для шнека переменного шага, используя эквивалентный шаг шнека  $s_0 = (s_1 + s_2)/2$ .

### 3.3.6.5. Определение взаимного расположения лопаток шнека и центробежного колеса. Установка конусов перед шнеком и центробежным колесом

Опыт показывает [2], что значение осевого расстояния между лопатками шнека и центробежного колеса  $l_{oc}$  не влияет на антикавитационные качества насоса, если  $l_{oc} < 0,1D_0$ . Однако значительное уменьшение  $l_{oc}$  может увеличить кавитационную эрозию лопаток центробежного колеса, так как паровые пузырьки, выходя из шнека, будут захлопываться не в пространстве между шнеком и колесом, а на лопатках колеса.

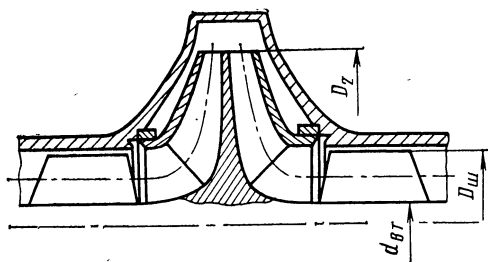
Угловое расположение выходных кромок лопаток шнека относительно входных кромок лопаток центробежного колеса может также сказаться на кавитационной эрозии колеса. Благоприятным является расположение выходных кромок шнека посередине межлопаточного канала центробежного колеса. При этом паровые пузырьки, покидающие лопатки шнека, будут захлопываться не на лопатках колеса, а в его межлопаточном канале [2].

Положительное воздействие на антикавитационные качества шнекоцентробежного насоса оказывает установка неподвижных конусов с отверстиями перед шнеком и центробежным колесом (см. рис. 3.60). Благоприятное влияние конусов можно объяснить тем, что они отсекают обратные токи, выходящие из шнека и центробежного колеса, и ослабляют их вредное влияние на основной поток [2]. При установке конусов уменьшается затрата энергии основного потока, поступающего в колесо, на поворот обратных токов и направление их в колесо. Кроме того, конус, расположенный перед центробежным колесом, направляет по потоку утечки, проходящие через переднее уплотнение. В этом случае утечки не нарушают поток, выходящий из шнека, что благоприятно сказывается на антикавитационных качествах насоса. Установка конуса перед центробежным колесом приводит также к уменьшению падения напора между критическим и срывным режимами насоса (см. рис. 3.50).

### 3.3.6.6. Использование двустороннего входа

Улучшение антикавитационных качеств шнекоцентробежного насоса может быть получено при применении двустороннего входа (рис. 3.64). Через каждый вход поступает половина всей

Рис. 3.64. Схема шнекоцентробежного насоса с двусторонним входом



жидкости, подаваемой насосом. Скорость на входе в шнек  $c_{1z}$  уменьшается, что приводит к уменьшению кавитационного запаса  $\Delta h_{срв}$  [см. формулу (3.139)].

Если необходимости в уменьшении  $\Delta h_{срв}$  нет или если эта величина задана, то при двустороннем входе [см. формулу (3.146)] можно увеличить угловую скорость  $\omega$  в  $\sqrt{2}$  раза (при неизменном значении  $C_{срв}$ ), так как расход через шнек уменьшается в два раза. В действительности увеличение угловой скорости будет несколько меньше, так как для насоса с двусторонним входом  $C_{срв}$  будет меньше, чем для насоса с односторонним входом. Это происходит как из-за увеличения коэффициента  $K_{d_{вт}} = 2,13d_{вт}^3 \sqrt{V}/\omega$  (уменьшения расхода через шнек), см. рис. 3.59, так и из-за того, что в насосе с двусторонним входом по конструктивным соображениям нельзя использовать осевой подвод, а в насосе с односторонним входом это сделать можно.

Отметим, что применение двустороннего входа позволяет не только улучшить антикавитационные качества насоса, но и несколько увеличить его КПД при больших  $n_s$  и  $K_{D_0}$  (см. рис. 3.27). Вместе с тем, двусторонний вход усложняет конструкцию насоса и увеличивает его массу, поэтому вопрос о целесообразности применения двустороннего входа должен рассматриваться отдельно в каждом случае.

### 3.3.7. Применение бустерных насосов в системах питания

Для повышения антикавитационных качеств системы питания ЖРД используют вспомогательные (бустерные) насосы. Бустерный насос устанавливается перед основным шнекоцентробежным насосом ТНА двигателя. Для ЖРД нижних ступеней ракет бустерный насос располагается рядом с основным насосом для использования больших инерционных подпоров и выработки остатков компонента в длинной трубе, соединяющей бак с двигателем. Для ЖРД верхних ступеней длина труб и инерционные подпоры невелики, поэтому насосы устанавливаются у бака (рис. 3.65).

Бустерный насос поддерживает давление, необходимое для бессрывной работы основного насоса. Бустерный насос ввиду меньшей, чем у основного насоса, частоты вращения вала требует для бессрывной работы меньшее давление на входе, поэтому его установка позволяет уменьшить давление на входе в систему питания и, следовательно, давление в баке. Частота вращения вала основного насоса при наличии бустерного может быть выбрана значительно большей.

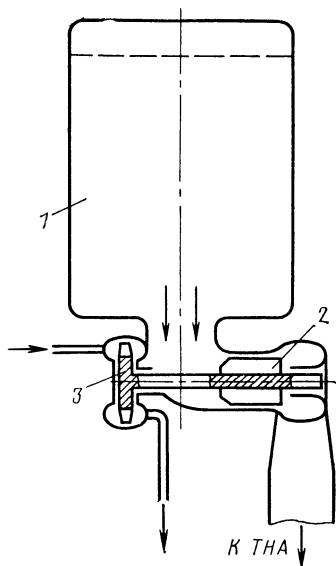


Рис. 3.65. Бустерный лопаточный насос в системе питания:

1 — бак с компонентом топлива; 2 — бустерный насос; 3 — турбина бустерного насоса

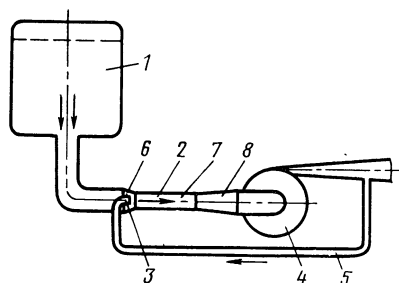


Рис. 3.66. Бустерный струйный насос в системе питания:

1 — бак с компонентом топлива; 2 — бустерный струйный насос; 3 — сопло бустерного насоса; 4 — основной насос; 5 — магистраль подвода компонента высокого давления к соплу 3; 6, 7, 8 — соответственно конфузор, камера смешения и диффузор струйного насоса

Для получения связи между угловой скоростью  $\omega$  вала основного насоса ТНА и срывным кавитационным запасом бустерного насоса (системы питания) в расчетах формально применяют кавитационный коэффициент быстроходности системы питания

$$C_{с.п} = 298\omega \sqrt{\dot{V}} / (\Delta h_{срв})_{б.н.}^{3/4}, \quad (3.192)$$

где  $\dot{V}$  — объемный расход через основной насос.

Здесь и далее индексом «б. н» обозначены параметры бустерного насоса.

В качестве бустерных насосов можно использовать насосы осевые (шнеки) с конусной втулкой, диагональные, центробежные и шнекоцентробежные. Также в качестве бустерных насосов можно использовать струйные насосы (рис. 3.66). При использовании лопаточных бустерных насосов  $C_{с.п} = 10000 \dots 15000$ , а при использовании струйных бустерных насосов —  $8000 \dots 10000$ . Активная жидкость для струйного насоса отбирается на выходе из основного насоса и подается через одно или несколько сопл.

Привод лопаточных бустерных насосов может осуществляться от газовой турбины (рис. 3.67), газ для которой вырабатывается в специальном газогенераторе, а может также отбираться из основного газогенератора или на выходе из основной турбины. Если компонент криогенный, то турбина может работать на парах этого компонента. Газификация компонента происходит в теплообменнике, обогреваемом газом, выходящим из основной турбины, или в рубашке охлаждения камеры сгорания. Газовая турбина применяется для привода бустерного насоса, перекачивающего тот компонент, с избытком которого работает газогенератор или пары которого исполь-

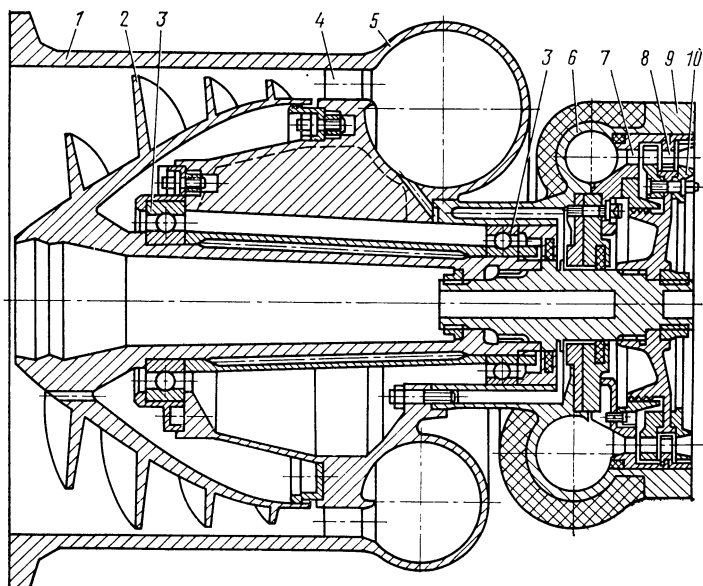


Рис. 3.67. Бустерный насосный агрегат с приводом от газовой турбины:

1 — корпус насоса; 2 — рабочее колесо насоса; 3 — подшипники; 4 — спрямляющий аппарат насоса; 5 — спиральный сборник насоса; 6 — подводящий коллектор турбины; 7 — сопловой аппарат турбины; 8 — промежуточный направляющий аппарат турбины; 9 — корпус турбины; 10 — рабочее колесо турбины

зуются как рабочее тело турбины (это позволяет избежать возгорания в агрегате). Для бустерного насоса другого компонента возможно использование гидравлической турбины (рис. 3.68). Жидкость под высоким давлением для турбины поступает от основного насоса.

Лопаточные бустерные насосы применяются в ЖРД как с предкамерной турбиной, так и с автономной. Струйные насосы конструктивно более просты, мало чувствительны к содержанию в жидкости газов (это важно для верхних ступеней ракет), но имеют значительно меньший КПД. Поэтому в ЖРД с автономной турбиной их целесообразно применять при отсутствии высоких требований к удельной тяге. Обычно их используют в ЖРД с предкамерной турбиной. В таком ЖРД увеличение мощности основной турбины в результате отбора рабочего тела для привода бустерных насосов не дает уменьшения удельной тяги, а только требует повышения температуры и давления в газогенераторе. Последнее обстоятельство вызывает необходимость проектировать струйные и лопаточные насосы и турбины для их привода с высоким КПД.

Давление на входе в бустерный насос, необходимое для его работы без кавитационного срыва, можно определить из выражения

$$p_{0 \text{ срв. б н}} = 298 \rho \omega_{\text{б. н}}^4 \dot{V}^2{}^3 / C_{\text{б. н}}^4 + p_{\text{п}}, \quad (3.193)$$

где  $C_{\text{б. н}}$  — кавитационный коэффициент быстроходности бустерного насоса.

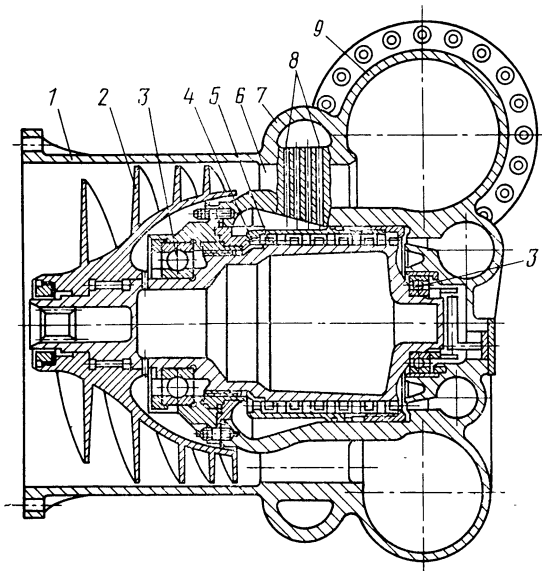


Рис. 3.68. Бустерный насосный агрегат с приводом от гидравлической турбины:

1 — корпус насоса; 2 — рабочее колесо насоса; 3 — подшипники; 4 — сопловые лопатки первой ступени турбины; 5 — рабочие лопатки первой ступени турбины; 6 — спрямляющий аппарат насоса; 7 — подводный ресивер гидротурбины; 8 — каналы подвода жидкости к турбине; 9 — спиральный сборник насоса

После подстановки выражения (3.193) в формулу (3.192) запишем

$$C_{с.п} = C_{б.н} \omega / \omega_{б.н}. \quad (3.194)$$

Увеличение  $C_{б.н}$  и уменьшение угловой скорости вала бустерного насоса  $\omega_{б.н}$  ведут к понижению необходимого давления на входе в систему питания [см. формулу (3.193)] и к улучшению ее антикавитационных качеств [см. формулу (3.194)].

Осевой шнековый и шнекоцентробежный насосы имеют большие значения кавитационного коэффициента быстроходности, чем центробежные насосы, поэтому применение их в качестве вспомогательных насосов предпочтительнее.

Потребный напор бустерного насоса  $H_{б.н}$  определяется из условия бесрывной работы основного насоса при ускорении ракеты, равном нулю:

$$(p_{0\text{срв}})_{б.н} + \rho H_{б.н} + \rho g l - \rho L_{\text{сопр}} \geq p_{0\text{срв}}; \quad (3.195)$$

$$H_{б.н} \geq p_{0\text{срв}} / \rho - (p_{0\text{срв}})_{б.н} / \rho + L_{\text{сопр}} - g l, \quad (3.196)$$

где  $\rho L_{\text{сопр}}$  — потери полного давления в магистрали от выхода из бустерного насоса до входа в основной насос;  $p_{0\text{срв}}$  — срывное давление основного насоса;  $l$  — разность уровней расположения бустерного и основного насосов.

При больших потребных напорах бустерного насоса требуются большие углы атаки на входе в шнек постоянного шага, что ухудшает антикавитационные качества шнека. В связи с этим при больших потребных напорах (обычно больших 1500 Дж/кг) вспомогательный насос следует выполнять в виде шнека переменного шага, а при напорах, превышающих 3000 Дж/кг, — диагональным или шнекоцентробежным.

Расчет геометрических размеров и характеристик бустерных шнекоцентробежных насосов производится так же, как и расчет основного шнекоцентробежного насоса. Расчет бустерных шнековых и осевых насосов проводится с использованием соотношений, приведенных в разд. 2.10.1 и 3.2.

### 3.3.8. Применение преднасосов с меньшей угловой скоростью, чем у центробежного насоса

Для повышения антикавитационных качеств насосного агрегата целесообразно иметь у преднасоса меньшие угловые скорости, чем у центробежного колеса. По существу, преднасос с меньшей угловой скоростью выполняет роль бустерного насоса, встроенного в насосный агрегат. Наличие сопротивления магистрали от бака до входа в насосный агрегат приводит к снижению давления, следовательно, при том же давлении в баке давление на входе во встроенный преднасос будет ниже, чем у бустерного насоса, расположенного у бака, что снизит и антикавитационные качества системы. Это обстоятельство ограничивает применение встроенных преднасосов. Другим обстоятельством, ограничивающим применение этих преднасосов, является усложнение конструкции.

Для систем питания, требующих особо высоких антикавитационных качеств, можно применять бустерные насосы и насосные агрегаты со встроенными шнековыми преднасосами.

На рис. 3.69 приведена схема насосного агрегата со встроенным преднасосом, привод которого с меньшими угловыми скоростями обеспечивается шестеренной передачей. Наличие шестеренной передачи снижает надежность этого агрегата, что ограничивает его применение.

Большие возможности имеют насосные агрегаты, у которых привод преднасоса осуществляется с использованием лопаточных венцов, работающих на рабочем компоненте.

Осевой шнековый преднасос при работе с меньшими угловыми

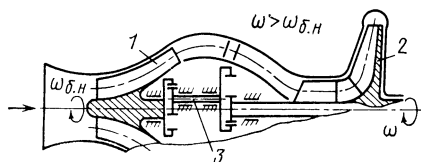


Рис. 3.69. Схема насосного агрегата со встроенным диагональным преднасосом (преднасосом, приводимым во вращение через шестеренную передачу): 1 — преднасос; 2 — основной шнекоцентробежный насос; 3 — шестеренная передача

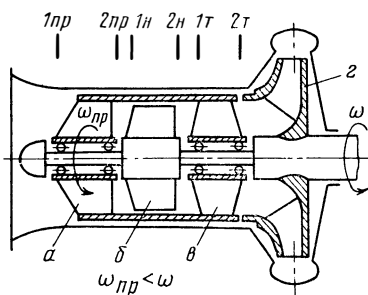


Рис. 3.70. Схема привода осевого преднасоса осевой гидротурбиной (прямоточный турбопреднасос):

а — осевой преднасос; б — осевой насос; в — осевая гидротурбина; г — центробежный насос; з — центробежная гидротурбина; 1 пр, 2 пр, 1 н, 2 н, 1 т, 2 т — характерные сечения соответственно преднасоса, насоса и турбины



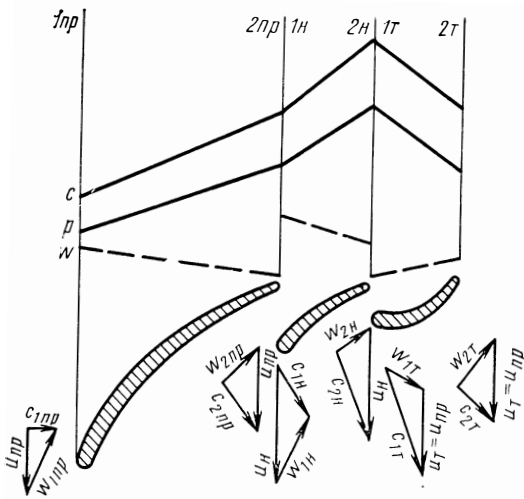


Рис. 3.71. Линии изменения параметров и треугольники скоростей для проточной части прямооточного турбопреднасоса

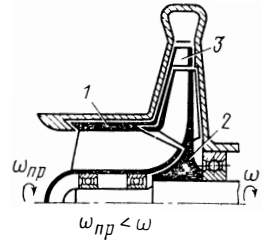


Рис. 3.72. Схема турбопреднасоса с приводом преднасоса от радиальной гидротурбины: 1 — шнековый преднасос; 2 — центробежный насос; 3 — радиальная гидротурбина

скоростями должен обладать большим коэффициентом теоретического напора. Как правило, при повышении коэффициента теоретического напора (увеличении угла атаки) ухудшаются собственные антикавитационные качества преднасоса. Выигрыш от применения преднасоса с пониженной угловой скоростью будет только в том случае, если понижение угловой скорости окажется более существенным для

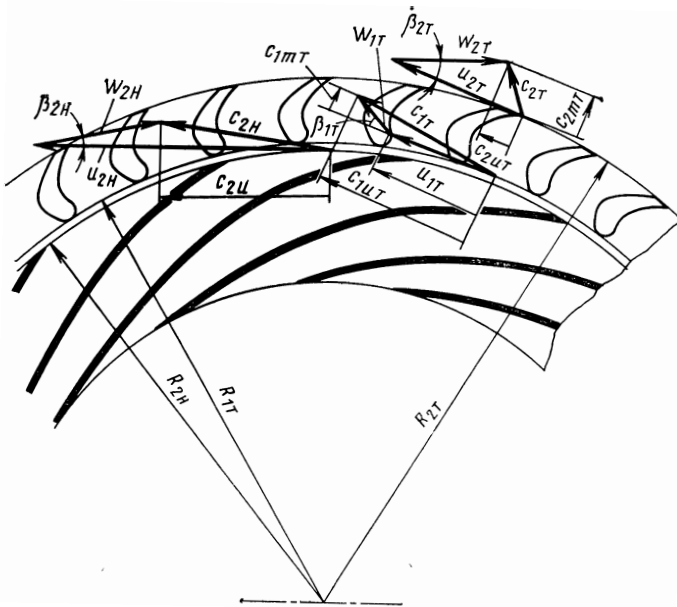


Рис. 3.73. Треугольники скоростей и профили лопаток для приводящей преднасос радиальной турбины, устанавливаемой на выходе из центробежного насоса

повышения антикавитационных качеств, чем ухудшение антикавитационных качеств преднасоса с ростом коэффициента теоретического напора и увеличением нагрузки на его лопатки. Если антикавитационные качества преднасоса достаточно высоки, то в результате применения этой схемы можно значительно поднять угловую скорость основной напорной ступени. Угловая скорость ступени, установленной за преднасосом, может быть найдена по формуле

$$\omega = i\omega_{\text{пр}} = \frac{(\Delta p_{0 \text{ расп}}/\rho)^{3/4} C_{\text{срв}}}{298 \sqrt{V}},$$

где  $i$  — передаточное отношение от основной насосной ступени к осевому преднаосу;  $\Delta p_{0 \text{ расп}} = p_{0 \text{ вх. пр}} + \rho H_{\text{пр}} - p_{\text{п}}$ . Здесь и далее индексом «пр» обозначены параметры преднасоса.

На рис. 3.70 приведена схема привода осевого преднасоса осевой гидротурбиной, стоящей за осевым насосным колесом, обеспечивающим колесо гидротурбины необходимым напором. По существу, осевое колесо и турбина являются элементами гидромолты, включенной в основной поток прокачиваемого компонента. Сочетание осевого преднасоса, осевого колеса и гидротурбины назовем турбопреднасосом. Такой турбопреднасос может стоять как перед центробежным, так и перед осевым многоступенчатым насосом. На рис. 3.71 нанесены линии изменения давления, а также абсолютной и относительной скоростей по длине проточной части турбопреднасоса. Там же приведены треугольники скоростей и примерные профили лопаток преднасоса, осевого насоса и турбины. В преднасосе давление и абсолютная скорость возрастают, а относительная скорость падает, так как колесо преднасоса всегда должно быть реактивным. В осевом насосе, который имеет большую угловую скорость, скорость и давление в проточной части растут в большей степени, а относительная скорость падает, так как осевое колесо целесообразно выполнять реактивным, чтобы поднять статическое давление. В турбине, которая приводит преднасос, абсолютная скорость и давление падают, а относительная скорость несколько растет, так как следует применить реактивную турбину, у которой меньше изогнут профиль и выше КПД.

Параметры турбины находят из условия равенства мощности и угловой скорости турбины и преднасоса.

На рис. 3.72 показана схема турбопреднасоса с приводом шнекового преднасоса от радиальной гидротурбины, установленной за центробежным колесом.

На рис. 3.73 приведены возможные профили лопаток и треугольники скоростей для приводящей преднасос радиальной турбины, устанавливаемой за центробежным колесом.

## 4. РАСЧЕТ ТУРБИН

### 4.1. ОСОБЕННОСТИ ТУРБИН

#### 4.1.1. Предкамерные турбины

В ЖРД применяются предкамерные турбины (ЖРД с дожиганием). Потребная мощность турбины ТНА ЖРД определяется необходимой мощностью для привода насосов:

$$N_T = \sum N_n. \quad (4.1)$$

Чем больше тяга двигателя, тем больше потребная мощность турбины. Выполненные двигатели имеют турбины мощностью от десятков до сотен тысяч киловатт. Мощность, развиваемая турбиной (эффективная мощность), определяется соотношением

$$N_T = \dot{m}_T L_{0 \text{ ад}} \eta_T = \dot{m}_T L_T. \quad (4.2)$$

Адиабатная работа

$$L_{0 \text{ ад}} = \frac{k}{k-1} RT_{00} \left( 1 - \frac{1}{\delta^{(k-1)/k}} \right), \quad (4.3)$$

где  $\delta = p_{0c}/p_2$  — степень понижения давления в турбине\*. В ЖРД с дожиганием газ из турбины поступает в камеру. Поэтому для предкамерных турбин заданными параметрами, определяемыми параметрами двигателя, являются давление на выходе из турбины  $p_2$  и расход газа через турбину при выбранной температуре газа перед турбиной  $T_{00}$ .

Из условия равенства мощностей насосов и турбины определяется давление на входе  $p_{00}$  (см. разд. 5). Давление на выходе из турбины  $p_2$  должно быть больше давления в камере на величину, определяемую сопротивлением газового тракта между турбиной и камерой.

Температурой газа перед турбиной  $T_{00}$  задаются, исходя из условий надежности турбины и выбранных материалов. Заданную температуру обеспечивают соответствующим режимом газогенератора, т. е. определенным соотношением компонентов. Следовательно, задавая температуру, устанавливают физические константы генераторного газа ( $R, k$ ). Из формул (4.1), ... (4.3) следует, что чем большую температуру перед турбиной можно допустить, тем меньше может быть давление перед ней. Определяющим соображением при выборе температуры перед турбиной является надежность конструк-

\* Индексом «00» обозначены параметры торможения во входном сечении турбины.

тивных элементов, работающих при высокой температуре. Как правило, в случае неохлаждаемых турбин допустимая температура для восстановительного газа  $T_{00} = 1000 \dots 1200$  К, а для окислительного газа  $T_{00} \leq 800$  К, так как окислительный газ отрицательно влияет на металлические детали.

Расход газа через предкамерную турбину при известной температуре перед турбиной является заданным. Расход компонента, пропускаемого полностью через турбину, определяется тягой и массовым соотношением компонентов в камере, а расход добавляемого компонента определяется массовым соотношением компонентов в газогенераторе, т. е. в конечном счете температурой перед турбиной (см. разд. 5).

Обычно в предкамерных турбинах степень понижения давления составляет  $1,2 \dots 1,8$  (давление перед турбиной может достигать десятков мегапаскалей). Следовательно, предкамерным турбинам ЖРД соответствуют низкие степени понижения давления (дозвуковые скорости течения газа) и высокие расходы газа. Параметры этих турбин весьма существенно отличаются от параметров автономных турбин (см. разд. 4.1.2).

Ввиду большого расхода газа через турбину удельная работа турбины (джоуль на килограмм) невелика

$$L_T = N_T / \dot{m}_T = L_{0 \text{ ад}} \eta_T. \quad (4.4)$$

Поэтому мал и коэффициент работы турбины  $\bar{L}_T = L_T / u_2$  (сн значительно меньше, чем у автономных турбин).

КПД турбины и насосов не влияют на удельный импульс тяги ЖРД с дожиганием, так как энтальпия газа, выходящего из турбины, и энтальпия компонентов топлива, выходящих из насосов, используются в камере; но, как уже указывалось (см. разд. 1.4.1), КПД играет существенную роль при получении минимальной массы ТНА и связанных с ним трубопроводов. Из формул (4.2) и (4.3) видно, что чем выше КПД, тем меньше начальное давление, а температуру газа перед турбиной можно выбрать ниже и тем самым сделать двигатель меньшей массы. При малых КПД насосов и турбины требуются большие температуры и давления перед турбиной. Последнее в свою очередь, требует больших давлений за насосами. Существует (как будет показано в разд. 5) предельное давление перед турбиной, при превышении которого мощность турбины будет меньше необходимой для привода насосов.

Поэтому предкамерные турбины, как и насосы, должны иметь высокий КПД при минимальной массе, достаточной надежности и простоте конструкции. Для повышения КПД предкамерные турбины можно выполнять со степенью реактивности  $0,2 \dots 0,3$ . Однако для уменьшения осевой силы задают более низкую степень реактивности или турбины выполняют активными.

#### 4.1.2. Автономные турбины

При заданной мощности  $N_T$  параметры автономной турбины должны быть выбраны такими, чтобы расход рабочего тела через турбину был минимальным (см. разд. 1.4.2). Требование минималь-

ного расхода рабочего тела (при заданной мощности) означает необходимость получения максимальной удельной работы турбины, выражаемой в джоулях на килограмм, или, иначе говоря, мощности, приходящейся на расход газа, равный 1 кг/с, и выражаемой в ваттах на килограмм в секунду, см. формулу (4.4).

При  $\dot{m}_T \rightarrow \min$ ;  $L_T \rightarrow \max$ .

Отсюда вытекает основная особенность автономных турбин ЖРД: в связи с необходимостью работы этих турбин с малым расходом рабочего тела важно получить не максимальный КПД турбины, а высокую удельную работу  $L_T$ , которая обеспечивается большой адиабатной работой  $L_{0\text{ ад}}$  (КПД турбины при увеличении  $L_{0\text{ ад}}$  снижается). Однако при заданной адиабатной работе  $L_{0\text{ ад}}$  повышение КПД турбины увеличивает удельную работу турбины  $L_T$  [см. формулу (4.4)] и уменьшает потребный расход рабочего тела  $\dot{m}_T$  [см. формулу (4.2)].

Требование максимальной работы  $L_T$ , получаемой от 1 кг массы рабочего тела, означает, что при заданной окружной скорости, которая определяется диаметром турбины и ее угловой скоростью, обычно равной угловой скорости насосов, коэффициент работы  $\bar{L}_T$  должен быть максимальным. Диаметр турбины выбирается с учетом компоновки ТНА и обеспечения минимальных габаритных размеров или лимитируется прочностью ротора турбины.

Поскольку большая адиабатная работа  $L_{0\text{ ад}}$  позволяет получить большую удельную работу  $L_T$ , то параметры турбины нужно выбирать такими, чтобы адиабатная работа была возможно большей [см. формулу (4.4)].

Из формулы (4.3) следует, что при выбранном рабочем теле (заданных  $R$ ,  $k$ ) больших значений адиабатной работы можно достигнуть выбором высоких температур рабочего тела и больших  $\delta$ .

В автономных турбинах чаще применяется восстановительный газ, т. е. газогенератор работает на избытке горючего (см. разд. 1.4.2), так как произведение  $RT_{00}$  для такого газа больше, чем соответствующая величина для окислительного газа. Применение высоких температур ограничивается работоспособностью конструкции. В ЖРД применяют неохлаждаемые турбины — более простые и легкие. Температура перед неохлаждаемой турбиной ограничивается 1000 ... 1200 К. В автономных турбинах ЖРД удельная работа  $L_T$  составляет 400 ... 800 кДж/кг.

Большие отношения давлений достигаются увеличением начального давления  $p_{00}$ , так как противодавление  $p_2$  выбирается в зависимости от давления среды, в которую выбрасывается газ, или в зависимости от давления на входе в рулевые сопла двигателя, если газ после турбины поступает в сопла, или в зависимости от давления в баке, если газ используется для наддува бака.

В первом случае, чтобы исключить влияние изменения атмосферного давления  $p_{\text{атм}}$  на работу турбины, давление  $p_2$  на выходе

из турбины выбирают таким, чтобы оно было больше критического давления, определенного по  $p_{\text{атм}}$ :

$$p_2 \geq \delta_{\text{кр}} p_{\text{атм}}, \quad (4.5)$$

где  $\delta_{\text{кр}} = [(k + 1)/2]^{k/(k-1)}$  — критическая степень понижения давления в турбине. При этом в минимальном сечении выходного устройства турбины устанавливается скорость звука и изменение в определенных пределах давления наружной среды не будет сказываться на работе турбины.

При питании газом рулевых сопел скорость звука устанавливается в их минимальном сечении. Практически начальное давление перед турбиной (давление в газогенераторе) определяется разностью давлений за насосами и падения давлений на сопротивлениях магистралей и газогенератора.

Обычно начальное давление перед турбиной составляет 3 ... 10 МПа. Степень понижения давления при этом достигает 20 ... 50. Следовательно, автономным турбинам ЖРД соответствуют высокие степени понижения давления. Это одна из особенностей таких турбин.

Из соображений простоты конструкции и уменьшения массы автономные турбины выполняют одноступенчатыми или двухступенчатыми. При значительном понижении давления скорость течения газа становится сверхзвуковой. Сверхзвуковая скорость течения также является особенностью автономных турбин ЖРД.

Автономные турбины ЖРД часто выполняют с подводом газа к венцу рабочего колеса не по всей окружности, а по ее части, что является еще одной особенностью. При малом расходе газа подвести газ к рабочему колесу по всей окружности можно лишь при малой высоте сопловых каналов и рабочих лопаток. Опыт показал, что при малой высоте лопаток резко падает КПД турбины. При заданной оптимальной высоте сопла, при небольших расходах рабочего тела сопла приходится располагать не по всей окружности, а по ее части — в виде сегментов или отдельных каналов. Такой способ подвода газа называется парциальным. Наличие парциального подвода характерно для многих автономных турбин ЖРД.

Парциальную турбину выполняют активной, так как при парциальном подводе вследствие растекания газа и перетекания его со входа в колесо на выход по дуге, не занятой соплами, невозможно поддержать перепад давлений, необходимый для обеспечения реактивности колеса, и с введением реактивности увеличиваются потери на перетекание. Автономную турбину ЖРД всегда выполняют активной, даже в случае подвода газа по всей окружности, вследствие того, что для активных турбин характерны высокие коэффициенты работы  $\bar{L}_T$ .

## 4.2. СТУПЕНЬ ТУРБИНЫ. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И СООТНОШЕНИЯ

### 4.2.1. Осевая турбина

#### 4.2.1.1. Изменение параметров по длине проточной части

На рис. 4.1. представлены графики изменения давления, скорости и температуры в сопловой решетке и рабочей решетке (решетке колеса турбины) осевой реактивной ступени одноступенчатой турбины. В верхней части рисунка показано изменение параметров торможения. Пунктиром показано изменение давления торможения без потерь (в идеальном случае). Температура торможения в относительном движении меньше, чем в абсолютном, в связи с тем, что относительная скорость потока при входе в рабочую решетку меньше абсолютной.

Из выражений для энтальпий торможения

$$i_{0c_1} = i_1 + c_1^2/2; \quad (4.6)$$

$$i_{0w_1} = i_1 + w_1^2/2 \quad (4.7)$$

получим  $i_{0w_1} = i_{0c_1} - (c_1^2 - w_1^2)/2$ . Тогда с учетом связи между скоростями на входе в рабочую решетку выводится соотношение между температурами торможения в относительном и абсолютном движениях

$$T_{0w_1} = T_{0c_1} \left[ 1 - \frac{k-1}{k+1} (2\lambda_u \lambda_{c_1} \cos \alpha_1 - \lambda_u^2) \right]. \quad (4.8)$$

Соответственно давление торможения в относительном движении

$$p_{0w_1} = p_{0c_1} \frac{\pi(\lambda_{c_1})}{\pi(\lambda_{w_1})}. \quad (4.9)$$

Реактивная осевая ступень турбины характеризуется изменением кинетической энергии в относительном движении:

$$\rho_k = (w_2^2 - w_1^2)/(2L_u) > 0.$$

Таким образом, для реактивной турбины  $w_2 > w_1$ ; соответственно этому на рис. 4.1 показано изменение относительной скорости по длине проточной части рабочей решетки. Характер изменения проходных сечений межлопаточного канала показан на рис. 2.10.

Схема проточной части активной ступени одноступенчатой турбины показана на рис. 4.2. Меридиональное сечение и вид сбоку могут быть такими же, как у реактивной турбины (см. рис. 2.20). На рис. 4.2 приведено также изменение параметров по длине проточной части активной турбины.

Активная турбина характеризуется равенством давлений на входе и выходе рабочей решетки ( $p_1 = p_2$ ) и равенством относительных скоростей на входе и на выходе ( $w_1 = w_2$ ) (без учета потерь). В активных турбинах площадь входного сечения межлопаточного канала мало отличается от площади выходного сечения.

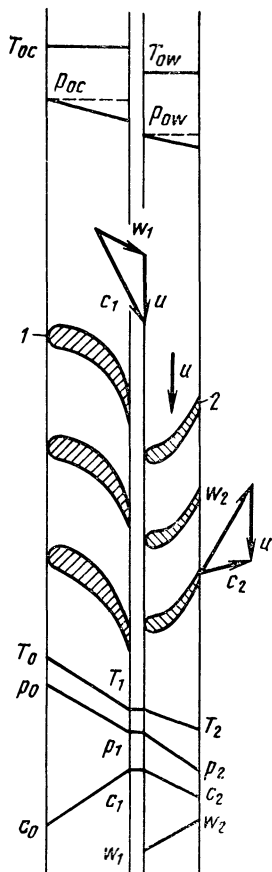


Рис. 4.1. Развертка цилиндрического сечения проточной части реактивной ступени турбины и графики изменения параметров газа по длине проточной части:  
 1 — сопловая решетка; 2 — рабочая решетка

С целью упрощения записи в дальнейшем в индексе, относящемся к давлению потока в абсолютном движении, знак скорости  $c$  будет изъят. Например, вместо  $\rho_{0c_1}$  будем писать  $\rho_{01}$ .

#### 4.2.1.2. Тепловая степень реактивности

В отличие от степени реактивности, которую в разд. 2 называли кинематической, в турбинах применяют понятие тепловой степени реактивности

$$\rho_T = L_{2ад}/L_{0ад} = 1 - L_{01ад}/L_{0ад}, \quad (4.10)$$

где  $L_{2ад} = i_1 - i_2$  — располагаемая адиабатная работа на лопатках рабочего колеса;  $L_{0ад} = i_{00} - i_2$  — располагаемая адиабатная работа всей ступени турбины [см. формулу (4.3)].

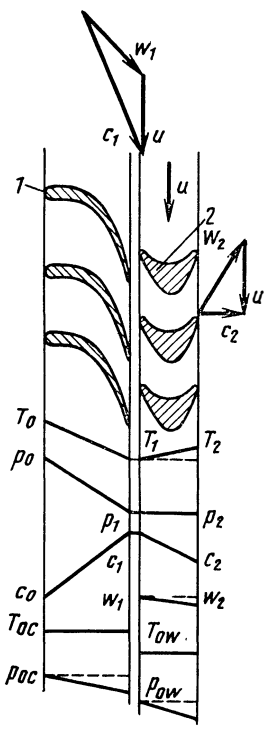


Рис. 4.2. Развертка цилиндрического сечения проточной части активной ступени турбины и графики изменения параметров газа по длине проточной части:  
 1 — сопловая решетка; 2 — рабочая решетка



Если выразить кинематическую степень реактивности через отношение теплоперепадов, то принимая во внимание, что без учета потерь и при  $c_0 = 0$  теплоперепад соплового аппарата  $L_{1 \text{ ад}}$  выразится как

$$L_{1 \text{ ад}} = c_1^2/2 \text{ и } L_{2 \text{ ад}} = (\omega_2^2 - \omega_1^2)/2,$$

выражение для  $\rho_K$  запишется в виде [см. формулу (2.92)]

$$\rho_K = \frac{L_{2 \text{ ад}}}{L_u} = \frac{L_{2 \text{ ад}}}{L_{1 \text{ ад}} + L_{2 \text{ ад}} - c_2^2/2} = \frac{L_{2 \text{ ад}}}{L_{0 \text{ ад}} - c_2^2/2}. \quad (4.11)$$

Установим связь между кинематической и тепловой степенями реактивности. Выражение для  $\rho_T$  (для идеальной турбины) можно записать в виде [см. формулу (4.10)]

$$\rho_T = \frac{L_{2 \text{ ад}}}{L_u + c_2^2/2}, \quad (4.12)$$

разделив выражение (4.11) на (4.12), получим

$$\rho_K/\rho_T = 1 + c_2^2/(2L_u). \quad (4.13)$$

Тепловая и кинематическая степени реактивности будут равны между собой при  $c_2 = 0$ , т. е. при отсутствии потерь энергии с выходной скоростью. Тепловая степень реактивности, по существу, определяет отношение располагаемых теплоперепадов — отношение располагаемой адиабатной работы рабочего колеса к общей располагаемой адиабатной работе турбины. Кинематическая степень реактивности больше тепловой. Для активной ступени турбины при равенстве нулю кинематической степени реактивности равна нулю и тепловая степень реактивности. Тепловая степень реактивности широко применяется при анализе работы турбины, поэтому ее легко определить, даже не рассчитывая турбину и не определяя скоростей течения газа.

Для определения тепловой степени реактивности достаточно знать отношения давлений перед рабочим колесом и за рабочим колесом к полному начальному давлению газа  $\pi_1$  и  $\pi_2$ . При  $c_p = \text{const}$  из формулы (4.10) получим

$$\rho_T = (T_1 - T_{2 \text{ ад}})/(T_{00} - T_{2 \text{ ад}}).$$

Переходя к газодинамическим функциям, получим

$$\rho_T = \frac{\tau(\lambda_{c_{1 \text{ ад}}}) - \tau(\lambda_{c_{\text{ ад}}})}{1 - \tau(\lambda_{c_{\text{ ад}}})}, \quad (4.14)$$

где  $\lambda_{c_{1 \text{ ад}}} = f(\pi_1 = p_1/p_{00})$ ;  $\lambda_{c_{\text{ ад}}} = f(\pi_2 = p_2/p_{00})$ .

Особенно удобно определять тепловую степень реактивности, пользуясь изображением процесса в турбине в координатах  $i - s$ .

На рис. 4.3 представлена  $i - s$ -диаграмма процессов идеальной (без гидравлических потерь) реактивной ступени турбины. Располагаемая адиабатная работа соплового аппарата изображается отрезком  $0 - I_{\text{ ад}}$ , располагаемая адиабатная работа рабочего колеса —

отрезком  $l_{ад} - 2_{ад}$ , адиабатная работа всей турбины — отрезком  $0 - 2_{ад}$ . Отношение длины отрезка  $l_{ад} - 2_{ад}$  к длине отрезка  $0 - 2_{ад}$  определяет тепловую степень реактивности турбины. Отношение длины отрезка  $l_{ад} - 2_{ад}$  к длине отрезка  $0 - 2_{0ад}$  определяет кинематическую степень реактивности.

#### 4.2.1.3. Изображение действительных процессов турбины на тепловых диаграммах

Остановимся на процессе течения газа с расширением в межлопаточных каналах решеток, т. е. на течении в сопловых решетках.

Необратимую потерю механической энергии в сопловой решетке принято обозначать  $L_{\phi}$ . Очевидно, что

$$L_{\phi} = c_{1ад}^2/2 - c_1^2/2. \quad (4.15)$$

Выразив  $L_{\phi}$  через скоростной коэффициент  $\phi$  сопловой решетки (см. разд. 2.1<sup>3</sup>), получим

$$L_{\phi} = (1 - \phi^2) c_{1ад}^2/2 \quad (4.16)$$

или

$$L_{\phi} = (1 - \phi^2) L_{01 ад}. \quad (4.17)$$

Расчет течения в турбинных решетках целесообразней проводить с помощью газодинамических функций

$$\lambda_{c_{1 ад}} = \frac{c_{1 ад}}{a_{1 кр}}; \quad a_{1 кр} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} RT_{01}} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} RT_{00}} = a_{кр};$$

$$\lambda_{c_{1 ад}} = f(\pi_1); \quad \pi_1 = 1/\delta_1 = p_1/p_{00}.$$

Действительная приведенная скорость

$$\lambda_{c_1} = \phi \lambda_{c_{1 ад}}. \quad (4.18)$$

Потеря энергии  $L_{\phi}$  не равна всей работе трения, а является лишь частью ее.

Потери при течении в рабочей решетке оцениваются аналогично потерям в сопловой решетке. Необратимая потеря энергии при течении в рабочей решетке находится из выражения

$$L_{\psi} = \omega_{2 ад}^2/2 - \omega_2^2/2, \quad (4.19)$$

где

$$\omega_{2 ад} = \sqrt{2L_{2 ад} + \omega_1^2} \quad (4.20)$$

и  $\omega_2$  — соответственно адиабатная и действительная скорости на выходе из рабочей решетки.

Скоростной коэффициент рабочей решетки найдем как отношение действительной скорости истечения из решетки к адиабатной скорости:

$$\psi = \omega_2/\omega_{2 ад} = \lambda_{\omega_2}/\lambda_{\omega_{2 ад}}, \quad (4.21)$$

где

$$\lambda_{\omega_2} = \omega_2/a_{кр \omega}; \quad a_{кр \omega} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} RT_{0\omega_1}}. \quad (4.22)$$

Выразив  $L_{\psi}$  через  $\psi$ , получим

$$L_{\psi} = (1 - \psi^2) \omega_{2 ад}^2/2. \quad (4.23)$$

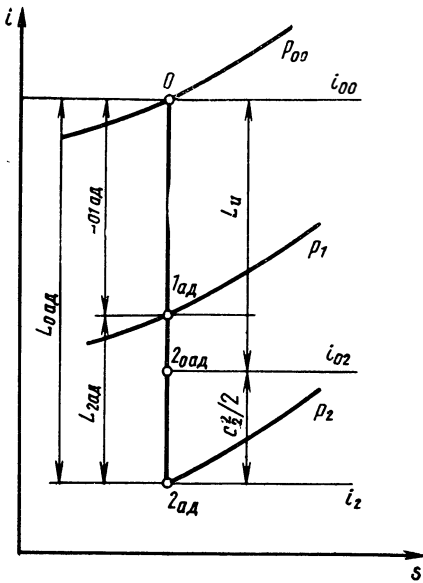


Рис. 4.3.  $i - s$ -диаграмма процесса в идеальной реактивной ступени турбины

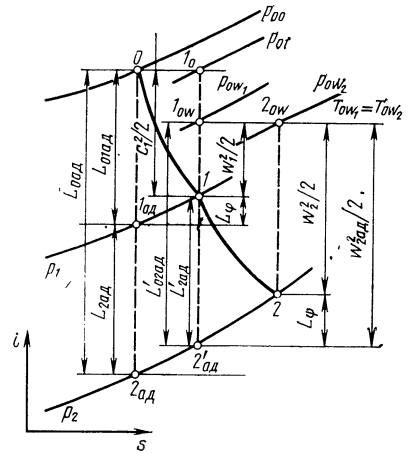


Рис. 4.4.  $i - s$ -диаграмма рабочего процесса в реактивной ступени турбины

Отметим что коэффициенты  $\varphi$  и  $\psi$  учитывают потери в лопаточных решетках. Изобразим в  $i - s$ -диаграмме действительный процесс расширения газа в реактивной ступени турбины (рис. 4.4). Линия  $0-1$  соответствует действительному процессу расширения в сопловой решетке, линия  $1-2$  — процессу в рабочей решетке.

Величину  $L_\varphi$  [см. формулы (4.6) и (4.15)] можно определить по формуле

$$L_\varphi = i_1 - i_{1\text{ ад}} = (i_{00} - i_{1\text{ ад}}) - (i_{00} - i_1). \quad (4.24)$$

Коэффициент полного давления сопловой решетки  $\sigma_1$  найдем [см. формулу (2.175)] по отношению полного давления  $p_{01}$  (изобара  $p_{01}$  проходит через точку  $1_0$ ) к полному давлению  $p_{00}$  (см. рис. 4.4). При отсутствии внешнего подвода теплоты прирост энтропии газа при течении по сопловой решетке определяется коэффициентом полного давления. Для изобарного процесса

$$s_1 - s_{1\text{ ад}} = -R \ln \frac{p_{01}}{p_{00}} = -R \ln \sigma_1. \quad (4.25)$$

Следует иметь в виду, что для сверхзвукового течения степени уширения сопл (для получения одного и того же давления в конце расширения) при учете потерь и без их учета должны быть различными. Подвод теплоты приводит к торможению сверхзвукового потока, и для достижения заданного давления на выходе степень уширения сопла при процессе с трением должна быть больше, чем при идеальном процессе. При идеальном адиабатном процессе в данном сопле можно было бы получить меньшее давление  $p_1$ .

Адиабатный теплоперепад рабочей решетки в реальной турбине может быть несколько больше, чем в идеальной ( $L'_{2\text{ ад}} > L_{2\text{ ад}}$ )



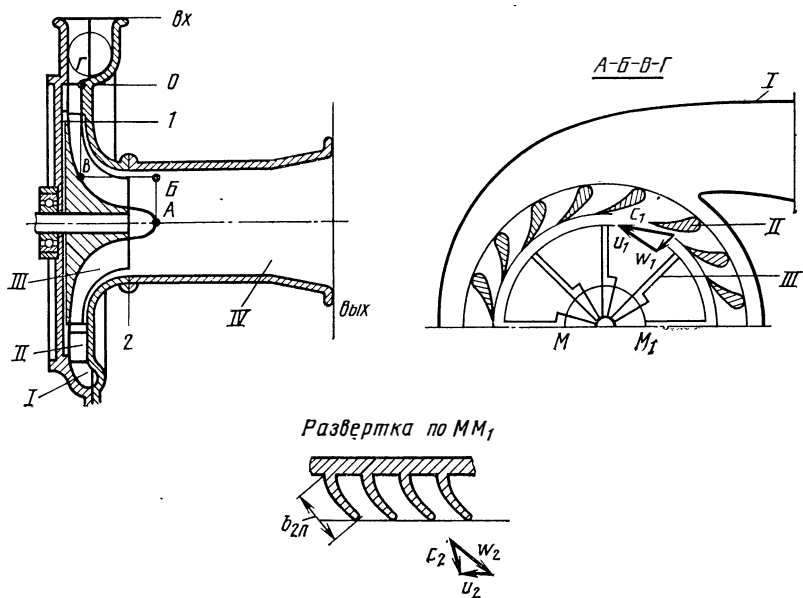


Рис. 4.6. Схема радиальной центробежной турбины:  
 I — подвод; II — сопловой аппарат; III — рабочее колесо; IV — отвод

осевым, так что, по существу, центробежные турбины в ЖРД являются радиально-осевыми. В дальнейшем, однако, мы будем называть их радиальными турбинами. Чисто радиальная турбина (см. рис. 2.22) применяется в ЖРД редко, так как она плохо комбинируется с камерой сгорания.

По габаритным размерам и массе радиальная турбина уступает осевой. Кроме того, для колеса радиальной турбины характерно большее осевое усилие, что усложняет обеспечение разгрузки подшипников ТНА. По условиям прочности колеса конструирование радиальной турбины также представляет определенные трудности, но в изготовлении колесо радиальной турбины проще, чем осевое. Радиальная турбина лучше комбинируется с камерой, при сравнительно малых размерах (ЖРД малых и средних тяг) может иметь больший КПД за счет меньших вторичных потерь в решетках, скоростных выходных и расходных потерь.

Радиальные турбины более чувствительны к воздействию посторонних металлических частиц, поступающих с компонентами топлива. Частицы сепарируются в поле центробежных сил при входе в колесо. Взаимодействуя в окислительном газе с элементами турбины, они могут привести к ее возгоранию.

На рис. 4.6 изображена конструктивная схема одноступенчатой радиальной турбины, обеспечивающей выход газа, близкий к осевому. Подводящее устройство может представлять собой кольцевой подвод, чаще подвод выполняется как спиральный с постепенным уменьшением проходного сечения. Это дает возможность выровнять

скорости и обеспечить более равномерный подвод газа к соплам. Сопловой аппарат выполнен в виде круговой решетки лопаток. В принципе, роль соплового аппарата может выполнять спиральный подвод, в этом случае круговая сопловая решетка отсутствует и конструкция турбины упрощается, однако жесткость ее корпуса уменьшается. Отвод обычно выполняют в виде прямоосного диффузора.

Проследим изменение параметров газа по длине проточной части радиальной центробежной турбины (рис. 4.7). На оси абсцисс отмечены характерные сечения (вх, 0, 1, 2, вых) проточной части турбины. В подводящем сборнике (участок вх — 0), который обычно выполняется конфузурным, несколько падает давление, соответственно падает температура и повышается скорость. Такое изменение характерно для осредненных параметров, так как распределение скорости по сечению подводящего сборника существенно неравномерно.

Сечениями 0 и 1 выделен сопловой аппарат, в котором происходит расширение газа и ускорение газового потока. Давление и температура газа падают, а скорость возрастает. Давление торможения в идеальном случае (штрихпунктир) остается постоянным, в реальном же случае оно падает из-за потерь. Температура торможения остается постоянной.

На рис. 4.8 приведены треугольники скоростей на входе в рабочее колесо и на выходе из него. Они расположены в разных плоскостях. Треугольник скоростей на входе в колесо лежит в плоскости вращения, а треугольник скоростей на выходе из колеса — в плоскости, касательной к цилиндрической поверхности с осью, совпадающей с осью вращения. Совмещенные треугольники скоростей вынесены отдельно на рис. 4.8.

Выходные кромки сопловых лопаток наклонены под небольшим углом к окружности выхода. Угол наклона обычно составляет 15 ... 20°. Скорость определяется отношением давлений на входе в сопловой аппарат и на выходе из него, а также начальной температурой.

Окружная скорость при заданной угловой скорости  $\omega$  определяется наружным диаметром колеса. Максимальная окружная ско-

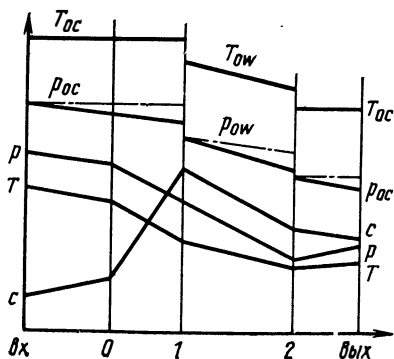


Рис. 4.7. Графики изменения параметров газа по длине проточной части радиальной центробежной турбины

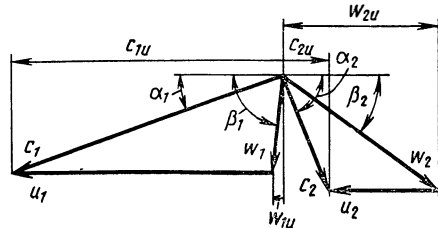


Рис. 4.8. Треугольники скоростей на входе в рабочее колесо и на выходе из него для радиальной центробежной турбины

рость на входе ограничивается прочностью колеса (обычно  $u_1 \ll \ll 400$  м/с). Применяют полузакрытые (см. рис. 4.6) и закрытые колеса. Исходя из соображений прочности наиболее целесообразно применять радиальные на выходе лопатки. Поэтому стараются обеспечить такое соотношение скоростей  $u_1$  и  $c_1$ , чтобы направление  $\omega_1$  было близко к радиальному (см. рис. 4.6). Если такого соотношения скоростей не удастся достичь, то приходится применять лопатки, имеющие входной участок, с направлением средней линии, отличным от радиального (см. рис. 2.22).

В рабочем колесе, т. е. между сечениями 1 и 2 (см. рис. 4.7), происходит отбор механической энергии, в результате чего абсолютная скорость газа уменьшается. При этом газ течет в поле инерционных сил вращательного движения и с переходом на меньшие радиусы давление газа понижается [см. формулу (2.88)]. Дополнительное понижение давления по колесу имеет место в тех случаях, когда межлопаточные каналы выполняются конфузорными и в них происходит увеличение относительной скорости газа.

На рис. 4.7 приведены графики для такого течения ( $\omega_2 > \omega_1$ ). Ускорение газа не является обязательным условием протекания рабочего процесса в радиальной центробежной турбине, но оно исключает диффузорное течение газа по межлопаточным каналам, сопровождающиеся большими потерями.

Укажем, что искусственно обеспечивая изменением проходных сечений колеса диффузорное течение в его каналах, можно получить меньшее падение давления по колесу, чем падение давления при течении, направленном к центру вращающегося колеса. В этом случае относительная скорость движения газа по колесу уменьшается. Такое протекание процесса невыгодно, так как диффузорное течение сопровождается большими гидравлическими потерями.

Температура  $T_{0\omega}$  и энтропия торможения в колесе меняются с уменьшением радиуса, так как изменяются инерционные силы вращательного движения (см. разд. 2.7):

$$i_{0\omega_2} = i_{0\omega_1} - (u_1^2 - u_2^2)/2; \quad (4.31)$$

$$T_{0\omega_2} = T_{0\omega_1} - \frac{k-1}{2kR} (u_1^2 - u_2^2). \quad (4.32)$$

Значение  $T_{0\omega_1}$  находится из соотношения (4.8):

$$T_{0\omega_1} = T_0 - \frac{k-1}{2kR} (c_1^2 - \omega_1^2). \quad (4.33)$$

Аналогично меняется и давление торможения, даже в идеальном случае (см. рис. 4.7). Температура в колесе  $T_\omega$  понижается из-за понижения температуры торможения и в результате расширения потока, если  $\omega_2 > \omega_1$ . Это свойство радиальных центробежных турбин используют для получения низких температур.

На выходе из колеса радиальной турбины ставят отвод (см. рис. 4.6), который целесообразно выполнять в виде диффузора, чтобы преобразовывать кинетическую энергию потока, выходящего из турбины, в потенциальную — энергию давления. Это позволяет при







Учитывая формулу (4.35), после преобразований получим

$$\dot{m} = z_c f_{\min} \frac{p_{01}}{\sqrt{RT_{01}}} q(\lambda_{c_1}) n, \quad (4.36)$$

где  $z_c$  — число сопловых лопаток;

$$n = \sqrt[k]{k \left( \frac{2}{k+1} \right)^{(k+1)/(k-1)}}.$$

Давление  $p_{01}$  выразим через начальное давление торможения с помощью коэффициента полного давления:

$$p_{01} = \sigma_1 p_{00}, \quad (4.37)$$

тогда

$$\dot{m} = z_c f_{\min} n \sigma_1 \frac{p_{00}}{\sqrt{RT_{00}}} q(\lambda_{c_1}), \quad (4.38)$$

так как  $T_{00} = T_{01}$ .

Для определения направления потока на выходе из решетки при дозвуковых скоростях в практике турбостроения используется формула

$$\sin \alpha_1 = k d_{\min} / t_c, \quad (4.39)$$

где  $k$  — коэффициент, определяемый опытным путем;  $d_{\min}$  — ширина минимального сечения (см. рис. 4.10);  $t_c$  — шаг сопловой решетки.

Результаты, полученные при расчете по формуле (4.39), совпадают с опытными данными при коэффициенте  $k = 1$  для скоростей на выходе, близких к звуковым. При меньших скоростях ( $M \leq 0,5$ ) рекомендуется принимать  $k = 1,08$ .

Рассмотрим основные соотношения для течения в конфузорной решетке при  $\delta_1 = \delta_{1\text{кр}}$ . В сечении межлопаточного канала с минимальной площадью устанавливается критическая скорость

$$c_{1\text{кр}} = a_{1\text{кр}} \sqrt{2 \frac{k}{k+1} RT_{00}}. \quad (4.40)$$

Эта скорость определяет расход газа через сопло, равный максимальному (критическому) расходу:

$$\dot{m} = \dot{m}_{\text{кр}} = z_c f_{\min} n \sigma_1 \frac{p_{00}}{\sqrt{RT_{00}}}, \quad (4.41)$$

где  $\sigma_{1\text{кр}} = p_{01\text{кр}}/p_{00}$  — коэффициент полного давления от входа до критического сечения.

При  $\delta_1 > \delta_{1\text{кр}}$  расширение газа продолжается в пределах косо́го среза межлопаточного канала, т. е. между сечениями  $k$  —  $k$  и  $c$  —  $c$  (см. рис. 4.10). Рассмотрим этот вопрос подробнее.

#### 4.3.1.2. Косой срез сужающейся решетки

Лопаточные решетки имеют косой срез, так как угол наклона лопаток на выходе значительно меньше  $90^\circ$ . При давлении за сопловой решеткой  $p_1$ , меньшем  $p_{1\text{кр}}$ , в пространстве между критическим сечением и срезом происходит расширение газа. Давление вдоль спинки падает постепенно, а в точке  $A$  сразу (см. рис. 4.10). Около точки  $A$  возникает течение Прандтля—Майера (течение при обтекании тупого угла), приводящее к увеличению скорости газа от звуковой ( $\lambda_{\text{кр}} = 1$ ) до сверхзвуковой ( $\lambda > 1$ ), и поток поворачивается.

В плоском косом срезе постоянное давление устанавливается вдоль характеристики, т. е. вдоль луча, выходящего из точки  $A$ . Давление, соответствующее выходному, может установиться в пределах косо́го среза. В этом случае неполно используется косо́й срез. Когда характеристика, соответствующая выходному давлению, установится на срезе сопла, то расширительная способность косо́го среза будет использована полностью. Скорость определяется степенью понижения давления  $\delta_1$  и потерями в сопле. Расход газа остается равным критическому, так как на скорость (в критическом сечении) расширение в косом срезе не влияет. Расширение в косом срезе сопровождается отклонением потока в сторону увеличения угла, под которым выходит поток.

Из эпюр давления, показанных на рис. 4.10, следует, что на газовую струю, протекающую по косому срезу, действует импульс давления в окружном направлении. Под действием этого импульса давления струя отклоняется от оси сопла.

Угол отклонения потока в косом срезе  $\theta$  может быть найден расчетным путем. Точные формулы для определения угла отклонения потока в косом срезе рассматриваются в курсе газовой динамики. Приближенная формула для определения угла отклонения потока в косом срезе получается из уравнения неразрывности, записанного для сечений  $k-k$  и  $l-l$ , без учета возможного отрывного течения:

$$\rho_{кр} c_{1кр} f_{\min} = \rho_1 c_1 f_1, \quad (4.42)$$

где  $f_1$  — площадь сечения струи на выходе из сопла.

Считая, что высота решетки (размер, перпендикулярный плоскости чертежа) остается постоянной в пределах косо́го среза и что в струе до сечения  $l-l$  сохраняется этот размер постоянным, получим соотношения между площадями сечений  $f_{\min}$ ,  $f_1$  и площадью сечения в плоскости среза  $f_c$ :

$$f_1 = f_c \sin \alpha_{1л} = f_c \sin (\alpha_{1л} + \theta) \text{ и } f_{\min} = f_1 \sin \alpha_{1л}.$$

Подставив эти соотношения в формулу (4.42) и произведя сокращения, получим откуда

$$\rho_{кр} c_{1кр} \sin \alpha_{1л} = \rho_1 c_1 \sin (\alpha_{1л} + \theta),$$

$$\sin (\alpha_{1л} + \theta) = \frac{\rho_{кр} c_{1кр}}{\rho_1 c_1} \sin \alpha_{1л}. \quad (4.43)$$

Пренебрегая потерями, т. е. полагая  $\rho_{кр} = \rho_{кр.ад}$  и  $c_{1кр} = a_{1кр}$ , из формулы (4.43) получим

$$\sin (\alpha_{1л} + \theta) = \frac{1}{q(\lambda_{c_1})} \sin \alpha_{1л}. \quad (4.44)$$

Выведем количественные соотношения для определения расширительной способности косо́го среза. Составляющая скорости газа, перпендикулярная изобарической поверхности (характеристике), равна скорости звука. Тогда для предельного расширения в косом срезе (характеристика совпадает со срезом сопла) осевая составляющая выходной скорости (перпендикулярная фронту решетки) должна быть равна скорости звука при данной температуре (рис. 4.11). Для предельного случая расширения (без учета потерь) можно записать

$$\sin (\alpha_{1л} + \theta_{пр}) = a_{1пр} / c_{1пр}. \quad (4.45)$$

Индексом «пр» здесь и далее обозначены предельные параметры.

Уравнение (4.44) запишем в виде

$$\sin (\alpha_{1л} + \theta_{пр}) = \frac{1}{q(\lambda_{1пр})} \sin \alpha_{1л}. \quad (4.46)$$

Приравняв правые части уравнений (4.45) и (4.46) и преобразовав их, получим

$$\delta_{1пр} = \delta_{кр} \frac{1}{(\sin \alpha_{1л})^{2k/(k+1)}}. \quad (4.47)$$

Предельное отношение давлений зависит от угла наклона сопла, которым определяется соотношение площадей  $f_{\min}/f_c$ . Эта зависимость, рассчитанная по формуле (4.46) для  $k = 1,33$ , приведена на рис. 4.12. Большую степень расширения в сужающемся сопле с косым срезом можно получить при меньших углах наклона сопла

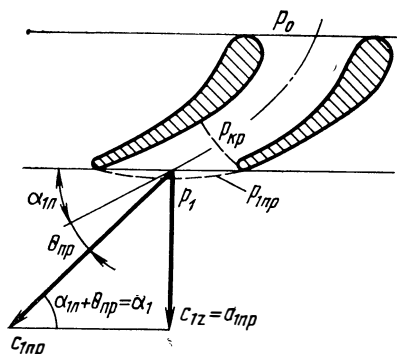


Рис. 4.11. Схема определения предельного расширения газа в косом срезе сужающейся решетки при  $p_1 \leq p_{1np}$

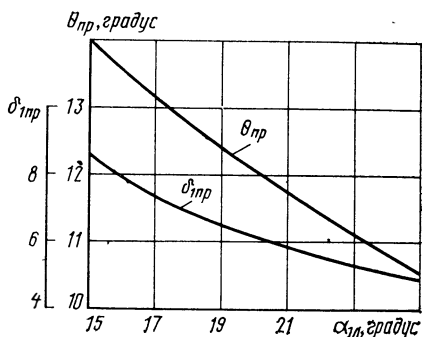


Рис. 4.12. Зависимость предельной степени понижения давления  $\delta_{1np}$  и предельного угла отклонения потока  $\theta_{np}$  в косом срезе сужающейся решетки от угла решетки ( $k = 1,33$ )

(больше прирост площади в косом срезе) и меньших потерях полного давления (меньше удельный объем газа и, следовательно, меньше требуемая площадь).

Но окончательно вопрос о выборе степени расширения в сужающемся сопле можно решить, определив значение углов отклонения в случае предельного расширения. Подставив в формулу (4.46) значение  $\lambda_{1np}$  для предельной степени понижения давления, см. формулу (4.47), найдем угол отклонения  $\theta_{np}$ , соответствующий полному использованию расширительной способности косога среза сужающегося сопла. Зависимость  $\theta_{np}$  от угла  $\alpha_{1n}$  дана на рис. 4.12.

Обычно расчетный угол отклонения потока при расширении в косом срезе ограничивают значениями  $3 \dots 5^\circ$ . Большие углы отклонения потока на выходе из сопловой решетки невыгодны, так как уменьшается окружающая составляющая  $c_{1u}$  и увеличиваются потери с выходной скоростью из рабочего колеса из-за увеличения осевой составляющей скорости. Переходить на малые углы отклонения потока также нецелесообразно, так как это увеличит потери в связи с ростом площади поверхности трения и толщины кромки по фронту, а также в связи с возрастанием угла поворота потока при входе в сопловую решетку. Поэтому сопловую решетку никогда не рассчитывают на предельное отношение давлений. Максимальная расчетная степень понижения давления для сужающихся сопел при угле отклонения потока в косом срезе  $\theta = 3 \dots 5^\circ$  составляет  $\delta_1 = 3 \dots 4$ .

#### 4.3.1.3. Решетки и сопла с расширяющимися каналами

Для больших степеней расширения ( $\delta > 3$ ) в сопловых решетках применяют профили, которые образуют межлопаточные каналы в форме сопел Лавалю (рис. 4.13). В турбинах с малым расходом газа часто применяют отдельные сопла, выполненные в виде сопел Лавалю. Сопловые аппараты, образующие сужающе-расширяющиеся каналы, позволяют получить большие сверхзвуковые скорости истечения.

На рис. 4.13 изображен элемент решетки с межлопаточными каналами, выполненными в форме сопел Лавалю. Слева показано изменение параметров потока. Выделены два характерных сечения: сечение  $k-k$  с минимальной площадью (критическое) и сечение  $1'-1'$  в конце расширяющейся части, перпендикулярное оси сопла. Параметры в сечении  $1'-1'$  будут обозначаться нижним индексом «1» и верхним индексом «штрих». Границы струи, вытекающей из сопла, на рис. 4.13 отмечены пунктирными линиями.

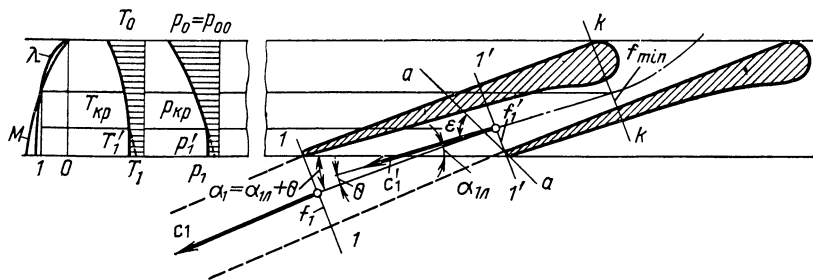


Рис. 4.13. Схема течения газа через решетку с межлопаточными каналами, выполненными в форме сопел Лавала

Площади проходных сечений  $f_{\min}$  и  $f_1'$  являются рассчитываемыми. Площадь критического сечения будет определять расход через решетку, см. формулу (4.41). Если задан расход, то из формулы (4.41) можно определить требуемое значение площади минимального (критического) сечения  $f_{\min}$ .

Площадь  $f_1'$  проходного сечения  $1'-1'$  определяет степень уширения сопла  $\bar{f}_1' = f_1'/f_{\min}$  и скорость  $c_1'$ . Найдем связь степени уширения сопла с параметрами газа.

Применим уравнение неразрывности для сечений  $k-k$  и  $1-1$ :

$$\dot{m} = \frac{\rho_{00}}{\sqrt{RT_{00}}} n \sigma_{1 \text{ кр}} f_{\min} = \frac{\rho_{00}}{\sqrt{RT_{00}}} n \sigma_1' f_1' q(\lambda_{c_1'}),$$

из которого получим

$$\bar{f}_1' = \frac{\sigma_{1 \text{ кр}}}{\sigma_1' q(\lambda_{c_1'})}. \quad (4.48)$$

Пренебрегая потерями в докритической части сопла, из формулы (4.48) получим

$$\bar{f}_1' = \frac{1}{\sigma_1' q(\lambda_{c_1'})}, \quad (4.49)$$

В формулу (4.49) входит полученный опытным путем коэффициент  $\sigma_1'$ , который связан со скоростным коэффициентом  $\varphi'$  [см. формулу (2.178)]. Коэффициент  $\varphi'$  обычно равен 0,94 ... 0,98.

На рис. 4.14 представлена зависимость степени уширения сопла от  $\delta_1'$ , рассчитанная при разных значениях скоростного коэффициента сопловой решетки  $\varphi'$ . Значение  $\varphi'$  влияет на уширение сопла. Задаваясь при расчете сопла заниженным значением  $\varphi'$ , можно получить чрезмерное уши-

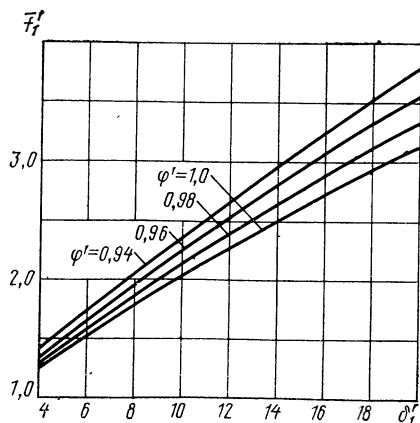


Рис. 4.14. Зависимость степени уширения сопла от  $\delta_1'$  при различных значениях скоростного коэффициента  $\varphi'$  ( $k = 1,33$ )

рение сопла для заданного  $\delta'_1$ . Такое сопло работает в режиме перерасширения, что может вызвать дополнительные потери.

При расчете сопел лучше выбирать завышенные значения  $\varphi'$ . При этом поток в сечении  $I'—I'$  (см. рис. 4.13) недорасширен и дальнейшее расширение потока происходит в косом срезе.

#### 4.3.1.4. Косой срез расширяющихся сопловых решеток

Если  $\delta_1$  будет больше  $\delta'_1$ , то в косом срезе может произойти дальнейшее расширение газа. Поток газа при этом будет выходить с большим углом  $\alpha_1$ . Изменение параметров газа с учетом расширения в косом срезе показано пунктирными линиями на рис. 4.13. В этом случае  $\lambda_{c_1} > \lambda_{c'_1}$ .

Расширение в косом срезе начинается не от сечения  $I'—I'$ , а только от характеристики  $a—a$ , смещенной относительно сечения  $I'—I'$ . Волны разрешения от давления  $p_1$  за сопловым аппаратом распространяются только в пределах конуса Маха, с образующей характеристикой  $a—a$ , так как скорость газа превышает скорость звука ( $c' > a$ ).

Угол  $\varepsilon$ , под которым расположена характеристика  $a—a$  по отношению к направлению потока, определяется из известного соотношения

$$\sin \varepsilon = a'_1/c'_1 = 1/M'_1. \quad (4.50)$$

При больших сверхзвуковых скоростях потока расширения в косом срезе может вообще не произойти. При этом характеристика, соответствующая давлению  $p'_1$ , совпадает с линией среза сопла. Для этого случая можно записать соотношение

$$\sin \varepsilon = \sin \alpha_{1л} = 1/M'_{1пр}. \quad (4.51)$$

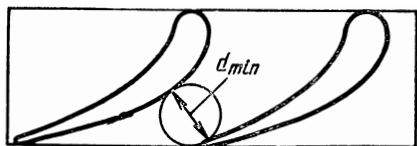
Так, при  $\alpha_{1л} = 20^\circ$  число  $M'_{1пр} = 2,9$ . При  $M_1 < M'_{1пр}$  расширение в косом срезе может иметь место, но практически оно приводит к небольшому приращению скорости, по сравнению с тем, которое наблюдается при расширении в косом срезе сужающегося сопла. Это объясняется тем, что в закритической области в связи с резким увеличением удельных объемов газа необходимое приращение площади при расширении газа велико.

Можно получить приближенные соотношения для угла отклонения потока, воспользовавшись уравнением неразрывности. Написав уравнение неразрывности для двух сечений:  $I'—I'$  и  $I—I$  (см. рис. 4.13), получим после преобразований, аналогичных тем, которые выполнялись при выводе формулы (4.44), для адиабатного течения:

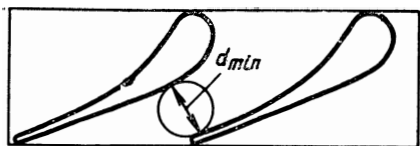
$$\sin(\alpha_{1л} + \theta) = \frac{q(\lambda'_{c_{1ад}})}{q(\lambda_{c_{1ад}})} \sin \alpha_{1л}. \quad (4.52)$$

#### 4.3.1.5. Профилирование сопловых решеток и сопел

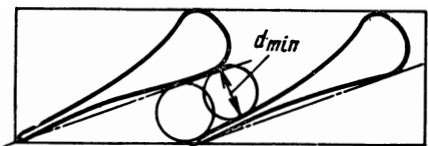
Сопловая решетка должна быть спрофилирована таким образом, чтобы она обеспечивала необходимые по направлению и абсолютному значению скорости потока на выходе и имела минимальные потери.



а)



б)



в)

Рис. 4.15. Профили лопаток сопловых решеток

а — дозвуковой профиль (группа А); б — околозвуковой профиль (группа В); в — сверхзвуковой профиль (группа В)

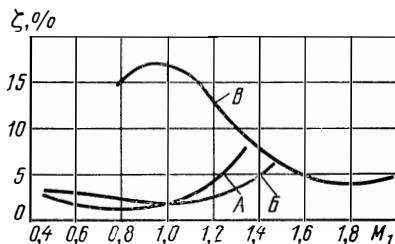


Рис. 4.16. Зависимость коэффициента потерь сопловой решетки от числа  $M_1$  на выходе:

А — дозвуковой профиль лопаток (группа А); Б — околозвуковой профиль лопаток (группа В); В — сверхзвуковой профиль лопаток (группа В)

Газ подводится к сопловой решетке из газогенератора в осевом направлении. Поэтому обычно угол входа в сопловую решетку  $\alpha_{0л} = 90^\circ$ . Выходной угол  $\alpha_{1л}$  выбирается в пределах  $15 \dots 20^\circ$ . Чем меньше угол выхода  $\alpha_{1л}$ , тем больше высота лопаток и тем больше изогнутость сопловой и рабочей лопаток. Профильные потери (особенно кромочные и вторичные) возрастают. При больших углах  $\alpha_{1л}$  возрастают потери с выходной скоростью в результате увеличения осевой составляющей скорости на выходе из колеса, которая близка по абсолютному значению к осевой составляющей скорости на входе в колесо, которая с увеличением  $\alpha_1$  возрастает.

При проектировании турбин ЖРД следует выбирать профили лопаток сопловых решеток с известными характеристиками и обладающие минимальными потерями. Профили лопаток, разработанные в МЭИ на основании теоретических и экспериментальных исследований, приведены в работе [3].

Профили лопаток сопловых решеток разделены на три группы: А, В и В (рис. 4.15). Решетки с профилями групп А и В являются сужающимися, а решетки с профилями группы В — сужающе-расширяющимися. Профили группы А предназначены для сопловых решеток с дозвуковой скоростью на выходе ( $M_1 = 0,4 \dots 0,9$ ). При околозвуковых скоростях ( $0,9 < M_1 < 1,2$ ) применяются профили группы В. В решетках с этими профилями сверхзвуковая скорость достигается в результате расширения газа в косом срезе ( $\delta_1 \leq 3,5$ ). Решетки с профилями группы В предназначены для больших сверхзвуковых скоростей ( $M_1 > 1,2$ ).

Решетки для дозвуковых скоростей имеют профили с плавно меняющейся кривизной спинки и корыта (группа А), что обеспечи-

вает достаточно равномерное, без диффузорных участков, распределение давления по профилю, при котором потери в решетке минимальны.

В решетках с профилями группы *B* ( $M_1 < 1,2$ ) спинка в косом срезе, где происходит увеличение скорости потока до сверхзвуковой, выполняется прямолинейной. Это делается потому, что выгнутая спинка (большая кривизна) привела бы к местному повышению скорости у поверхности лопатки до значительной сверхзвуковой (местное обтекание тупого угла) с последующим торможением в в скачке уплотнения, сопровождающимся потерями энергии (волновые потери).

Профили группы *B* имеют после минимального сечения межлопаточного канала вогнутую спинку, образующую расширяющийся канал.

Сопловым решеткам соответствуют потери, находящиеся на уровне минимальных, при расчетных значениях  $M_1$  (рис. 4.16). Они в основном определяются потерями трения. При отклонении от расчетного значения  $M_1$  в связи с нерасчетным течением потери возрастают. При больших значениях  $M_1$  ( $\delta_1$  больше расчетного  $\delta_p$ ) расширение газа происходит за пределами решетки. Оно сопровождается скачками уплотнения, повышающими потери.

Если значения  $M_1$  меньше расчетного, то в сужающейся решетке (профили групп *A* и *B*) возрастает толщина пограничного слоя, вследствие чего увеличиваются профильные и концевые потери. Увеличение потерь в расширяющихся решетках (профили группы *B*) при  $\delta_1 < \delta_p$  объясняется в основном возрастанием волновых потерь, вызываемых скачками уплотнения в расширяющейся части канала.

После выбора по значениям  $M_1$ ,  $\alpha_{0,л}$  и  $\alpha_{1,л}$  профиля лопатки сопловой решетки определяют относительный шаг  $t = t/b_{л}$ , где  $b_{л}$  — хорда профиля и коэффициент потерь решетки. Для этого используют графические характеристики профиля, приведенные в работе [3].

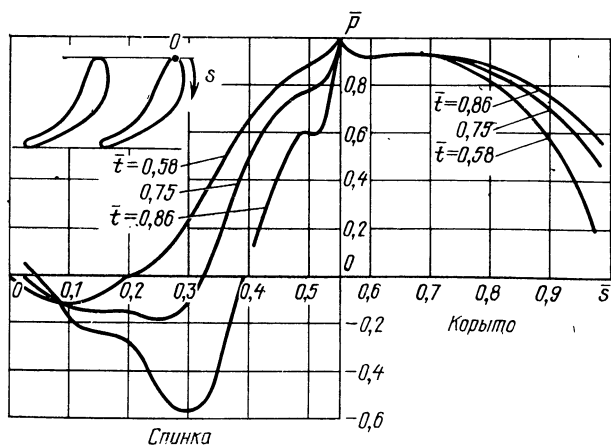


Рис. 4.17. Распределение давления по реактивному профилю при различных значениях относительного шага решетки



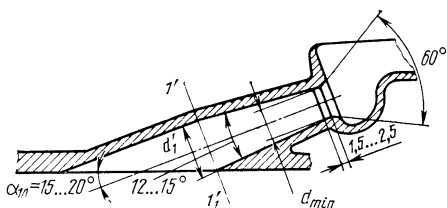


Рис. 4.18. Коническое расширяющееся сопло

Существует оптимальное значение относительного шага  $\bar{t}$ , при котором потери в решетке минимальны. Это вызвано тем, что с увеличением шага уменьшается

площадь поверхности трения и снижаются профильные потери. При этом, увеличение шага вследствие возрастания нагрузки на каждую лопатку приводит к падению давления на спинке и возрастанию давления на корыте (рис. 4.17). При этом увеличиваются вторичные потери и создается возможность отрыва потока. С увеличением шага ухудшаются отклоняющие свойства решеток. Для сопловых решеток  $\bar{t}_{opt} = 0,7 \dots 0,9$ .

Предкамерным турбинам ЖРД соответствуют малые  $\delta_1$  (см. разд. 4.1.1), при которых  $M_1 < 1,2$ , поэтому в этих турбинах в качестве сопловых решеток можно применять решетки с профилями групп А и Б. Значения  $M_1 > 1,2$  соответствуют автономным турбинам ЖРД с высокой  $\delta_1$ , поэтому для автономных турбин можно использовать сопловые решетки с профилями группы В. Однако в автономных турбинах, которые часто выполняются парциальными (с подводом газа не по всей окружности колеса), широко применяют конические сопла (рис. 4.18).

Отметим, что конические сопла просты в технологическом отношении. В коническом сопле поток достигает скорости звука в сечении диаметром  $d_{min}$ . Дозвуковая часть сопла выполняется с плавными обводами. Расширяющаяся часть сопла от сечения диаметром  $d_{min}$  до сечения  $I'-I'$  целесообразно проектировать с углом конусности  $12 \dots 15^\circ$ . В пределах косога среза коническую поверхность сопла целесообразно переводить в цилиндрический участок. Наклон оси сопла равен  $15 \dots 20^\circ$ . Определение размеров конического сопла ( $d_{min}$ ,  $d_1$ ) и  $z_c$  будет рассмотрено далее в разд. 4.3.3.2. В конических соплах, в отличие от сопловых решеток, отсутствуют потери на парный вихрь.

## 4.3.2. Обтекание лопаточных решеток газом

### 4.3.2.1. Профилирование лопаток для дозвуковых скоростей

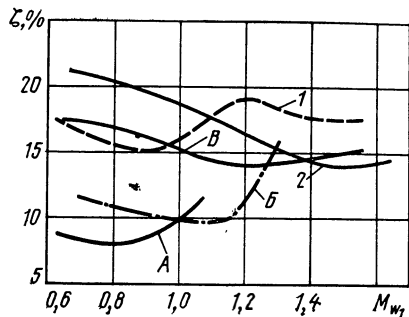
При изменении относительной скорости потока на входе в лопаточную решетку ( $M_{w_1} \leq 0,25$ ) характер потока в решетке не меняется: распределение давлений и коэффициенты потерь остаются неизменными. Газ ведет себя в основном, как несжимаемая жидкость.

При числах  $M_{w_1}$ , превышающих 0,25, проявляется сжимаемость газа — изменяется распределение давлений и скоростей по профилю лопатки, изменяются коэффициенты потерь.

При больших дозвуковых скоростях на входе в решетку ( $M_{w_1} = 0,7 \dots 0,9$ ) скорость, увеличиваясь на спинке лопатки, может

Рис. 4.19. Зависимость коэффициента потери в рабочей решетке от числа  $M_{\omega_1}$ :

А — дозвуковая решетка; Б — околозвуковая решетка; В — сверхзвуковая решетка с сужающе-расширяющимися каналами, спроектированная по методу прямого скачка; 1 — сверхзвуковая решетка с каналом постоянного сечения, спроектированная по методу прямого скачка; 2 — сверхзвуковая решетка, спроектированная по методу ступенчатого торможения



стать звуковой и сверхзвуковой. Если ниже по потоку скорость дозвуковая, то переход потока от сверхзвуковой скорости к дозвуковой происходит в скачке уплотнения и сопровождается увеличением потерь в решетке (волновые потери). Сверхзвуковые зоны и скачки уплотнения возникают и у выходной кромки лопатки со стороны спинки. Они связаны с увеличением скорости потока у выходной кромки, вызванным кривизной выходной части профиля.

Уменьшение кривизны способствует уменьшению интенсивности скачков уплотнения. Этому способствует также уменьшение толщины выходной кромки.

При увеличении  $M_{\omega_1}$ , соответствующем увеличению скоростей от малых дозвуковых до больших дозвуковых, коэффициент потерь в дозвуковой решетке сначала уменьшается, а затем возрастает (см. кривые А и Б на рис. 4.19). Падение коэффициента потерь связано с уменьшением толщины пограничного слоя с увеличением  $M_{\omega_1}$ , приводящим к уменьшению профильных и концевых потерь. Число  $M_{\omega_1}$ , при котором в межлопаточном канале достигается скорость звука, называется критическим. Возрастание потерь в решетке начинается после достижения критического значения  $M_{\omega_1}$  и связано с волновыми потерями и отрывом потока, вызываемым скачками уплотнения.

Рабочие решетки, предназначенные для дозвуковых скоростей потока, как и дозвуковые сопловые решетки (см. разд. 4.3.1.5), имеют лопатки с плавно меняющейся кривизной спинки и корыта, со скругленной входной кромкой. Чем больше радиус скругления, тем менее чувствительна решетка к изменению режима работы (угла атаки).

Дозвуковые скорости на входе в рабочую решетку соответствуют предкамерным турбинам ЖРД, выполняемым реактивными (с малой степенью реактивности) или активными. Дозвуковым обычно является также поток на входе во вторую ступень автономной двухступенчатой турбины со ступенями скорости.

В качестве рабочей решетки реактивной предкамерной турбины используют решетки с профилями лопаток группы А (см. рис. 4.15, а), которые применяются в качестве сопловых (см. разд. 4.3.1.5). Дозвуковые активные решетки подбирают из решеток с профилями группы А, введенными в работе [3]. Решетки с профилями А имеют плавно сужающийся канал. Профиль группы А спроектирован так, чтобы рабочие  $M_{\omega_1}$  были меньше критического  $M_{\omega_1}$ .

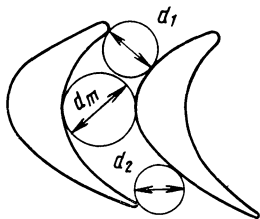


Рис. 4.20. Рабочая активная решетка с расширяюще-сужающимися каналами с профилями лопаток (группы  $A_K$ )

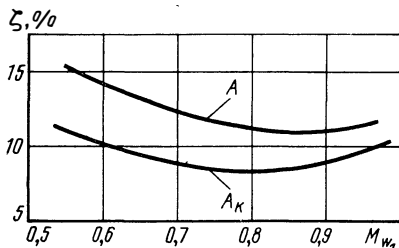


Рис. 4.21. Зависимость коэффициента потерь от числа  $M_{w1}$  для решеток с профилями группы  $A$  и группы  $A_K$  при  $h_{п}/b_{п} = 0,9$

В качестве активных решеток и решеток с малой реактивностью, имеющих малую высоту ( $h_{п}/b_{п} < 1,6$ ), при которой велики потери на парный вихрь, рекомендуется использовать решетки с профилями группы  $A_K$  (рис. 4.20). Решетки с профилями группы  $A_K$  имеют входной расширяющийся участок ( $d_m > d_1$ ) и выходной — сужающийся ( $d_m > d_2$ ). Весь межлопаточный канал приобретает расширяюще-сужающуюся форму. На начальном участке такого канала поток поворачивает при сниженной скорости и, следовательно, уменьшается поперечный градиент давления. Это приводит к уменьшению вторичных потерь (потерь на парный вихрь). Конфузорный выходной участок канала обеспечивает конфузорное течение на спинке в косом срезе, что предотвращает отрыв потока. Поэтому решетки с профилями группы  $A_K$  позволяют увеличить угол поворота потока (уменьшить углы  $\beta_{1л}$  и  $\beta_{2л}$ ), не опасаясь отрыва потока и увеличения потерь. При малой высоте лопатки решетки с профилями лопаток группы  $A_K$  имеют меньшие в 1,3 ... 1,5 раза коэффициенты потерь, чем решетки с профилями лопаток группы  $A$  в широком диапазоне дозвуковых скоростей (рис. 4.21).

Шаг рабочей решетки и потери определяются по характеристикам решеток, приведенным в работе [3].

Угол лопатки на входе  $\beta_{1л}$  определяется углом потока  $\beta_1$  и углом атаки

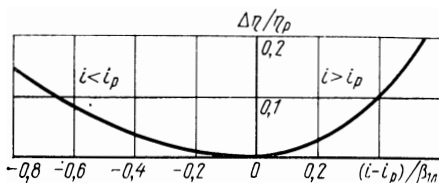
$$\beta_{1л} = \beta_1 + i. \quad (4.53)$$

Из треугольника скоростей (см. рис. 2.21) имеем

$$\beta_1 = \arctg \frac{\sin \alpha_1}{\cos \alpha_1 - u/c_1}. \quad (4.54)$$

Угол атаки выбирается в зависимости от профиля лопатки. Для дозвуковых скоростей небольшие отрицательные углы атаки  $i = -2 \dots -6^\circ$  ( $i \approx -0,1\beta_{1л}$ ) соответствуют минимальным профильным потерям. Чем больше положительный угол атаки, тем значительнее падает давление на спинке лопатки и суммарное окружное усилие увеличивается. Однако обтекание при больших положительных углах атаки при дозвуковых скоростях приводит к большим потерям, так как увеличиваются области диффузорного течения.

Рис. 4.22. Зависимость для определения уменьшения КПД решетки при нерасчетных углах атаки



Таким образом, потери при обтекании профилей сильно зависят от угла атаки. Профили с тупыми, округлыми входными кромками и густые решетки менее чувствительны к изменению угла атаки.

Учет влияния угла атаки на потери в решетке можно произвести по приближенным эмпирическим зависимостям. Подобные зависимости приведены в работе [3].

Для ориентировочного определения уменьшения КПД решетки можно применить формулу [5]

$$\frac{\eta_p - \eta}{\eta_p} = \frac{\Delta\eta}{\eta_p} = A \left( \frac{i - i_p}{\beta_{1л}} \right)^2, \quad (4.55)$$

где  $A = 0,65$  при  $i > i_p$  и  $A = 0,22$  при  $i < i_p$ ;  $i$  и  $i_p$  — соответственно текущий и расчетный углы атаки;  $\eta_p$  — расчетный КПД решетки;  $\Delta\eta$  — уменьшение КПД. При  $i < i_p$  потери меньше, чем при  $i > i_p$  (рис. 4.22.).

Выходной угол  $\beta_{2л}$  выбирается в зависимости от степени реактивности решетки. В профилях реактивных решеток он всегда меньше, чем  $\beta_{1л}$ , и определяется требуемыми значениями выходного угла потока  $\beta_2$ . В активных решетках также целесообразно выходной угол делать несколько меньше входного (на  $2 \dots 4^\circ$ ). Это обеспечивает небольшую конфузурность межлопаточного канала и снижает потери.

#### 4.3.2.2. Профилирование лопаток для сверхзвуковых скоростей

Характер потока в решетке изменяется при достижении потоком перед решеткой сверхзвуковой скорости. На рис. 4.23 показан спектр обтекания сверхзвуковым потоком профилей лопаток (группа А) решетки, предназначенной для работы при дозвуковых скоростях. Профили имеют скругленную входную кромку, спинка на входном участке и в косом срезе криволинейна.

Перед входной кромкой возникает головной скачок уплотнения 1, по интенсивности близкий к прямому. После скачка поток остается сверхзвуковым. Обтекаемая выпуклый входной участок спинки, поток ускоряется в пучке характеристик (пунктир), как при обтекании тупого угла. Сверхзвуковой поток при взаимодействии с потоком меньшей скорости, прошедшим через головной скачок соседней лопатки, тормозится в скачке уплотнения 2, за которым наблюдается отрыв пограничного слоя. Скачки уплотнения 1 и 2 образуют  $\lambda$ -образный головной скачок, после которого скорость падает до дозвуковой.

Если давление достаточно велико, то в косом срезе решетки происходит ускорение потока. Вследствие большой кривизны выходной части спинки поток на спинке ускоряется в пучке характеристик (обтекание тупого угла).

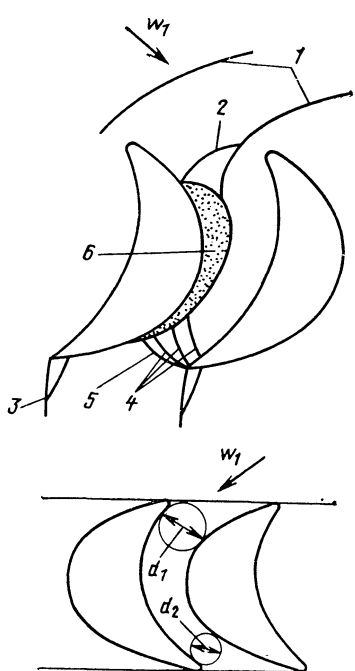


Рис. 4.23. Спектр течения в дозвуковой рабочей решетке (профили лопаток группы А) при сверхзвуковой скорости потока на входе:

1, 2, 3, 4, 5 — скачки уплотнения; 6 — зона отрыва

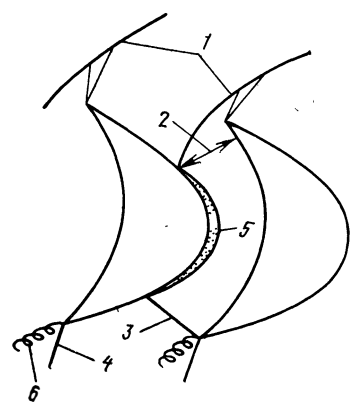


Рис. 4.25. Спектр течения в решетке с профилями лопаток группы В при сверхзвуковой скорости на входе:

1, 3, 4 — скачки уплотнения; 2 — минимальное сечение; 5 — зона отрыва; 6 — кромочный вихревой след

Рис. 4.24. Рабочая активная лопаточная решетка, предназначенная для околозвуковых и небольших сверхзвуковых скоростей потока (профили лопаток группы В)

Обтекая выходную кромку большой кривизны (толстую кромку), сверхзвуковой поток отрывается и тормозится. Возникает кромочный скачок 3. Возмущение от этого скачка приводит к появлению скачка 4 на кромке с выгнутой стороны. В месте падения этого скачка на соседнюю лопатку образуется скачок 5. После скачка 5 из-за большей кривизны спинки поток будет ускоряться, тормозясь затем в скачке 3.

Таким образом, в решетке, предназначенной для дозвуковых скоростей, при сверхзвуковых скоростях возникают дополнительные потери в скачках уплотнения (волновые потери) и потери в связи с отрывом пограничного слоя. С увеличением скорости набегающего потока эти потери быстро возрастают.

Рассмотренная картина течения (см. рис. 4.23) позволяет заключить, что для сверхзвукового потока нужно применять специально спрофилированные лопатки. Входной и выходной участки спинки профилей должны выполняться прямолинейными для исключения разгона потока с последующим его торможением в скачках. Входная и выходная кромки должны быть возможно более острыми.

В работе [3] для околозвуковых скоростей рекомендуются решетки с профилями группы В ( $0,9 < M_{w_1} < 1,2$ ) (рис. 4.24),

а для сверхзвуковых скоростей ( $M_{w_1} = 1,2 \dots 1,8$ ) — с профилями группы *B*.

Сверхзвуковые скорости обтекания рабочей решетки соответствуют автономным турбинам ЖРД. Эти турбины выполняют активными.

Решетки с профилями группы *B* (см. рис. 4.24) характеризуются входными и выходными кромками с малыми радиусами скругления и плавно сужающимися межлопаточными каналами. Решетки с профилями группы *B* спроектированы по методу прямого скачка. При  $M_{w_1} > 1$  перед решеткой поток тормозится в прямом скачке (рис. 4.25), затем ускоряется до звуковой скорости в минимальном сечении 2 и до сверхзвуковой скорости — в косом срезе. В районе выходной кромки возникают скачки 3 и 4 (аналогично профилю лопаток группы *A*, см. рис. 4.23). Однако интенсивность скачков здесь меньше, так как кривизна спинки в косом срезе меньше, чем в решетке с профилями лопаток группы *A*. Потери в решетках с профилями лопаток группы *B* невелики. При  $M_{w_1} > 1$  потери в решетке с профилями лопаток группы *B* значительно меньше, чем в решетке с профилями лопаток группы *A*, при  $M_{w_1} < 1$  — наоборот.

Для больших сверхзвуковых скоростей ( $M_{w_1} = 1,2 \dots 1,8$ ) в работе [3] рекомендуются решетки с профилями лопаток группы *B*, спроектированные, как и решетки с профилями лопаток группы *B*, по методу прямого скачка.

Сверхзвуковой поток (рис. 4.26, *a*) тормозится в косом скачке 1, а затем в прямом скачке 2. Межлопаточный канал сужающе-расширяющийся. В начальной, сужающейся части происходит поворот потока при малых дозвуковых скоростях. В минимальном сечении достигается скорость звука. Затем поток ускоряется до сверхзвуковой скорости в расширяющейся части канала и в косом срезе. Входную и выходную части спинки профиля выполняют прямолинейными. Степень сужения канала и степень расширения канала выбираются при  $M_{w_1} = 1,5 \dots 1,8$  в следующих пределах:  $d_1/d_m = 1,1 \dots 1,2$ ;  $d_2/d_m = 1,5 \dots 1,25$ .

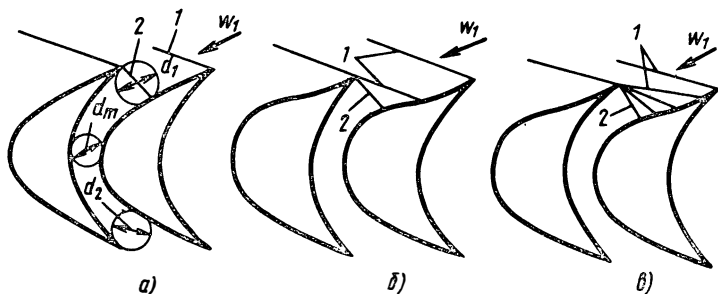


Рис. 4.26. Рабочие активные лопаточные решетки, предназначенные для больших сверхзвуковых скоростей потока:

*a* — решетка, спроектированная по методу прямого скачка (профили лопаток группы *B*);  
*б* — решетка, спроектированная по методу ступенчатого торможения; *в* — решетка, спроектированная по методу плавного торможения вдоль вогнутого начального участка спинки

Помимо метода прямого скачка, на основе которого спроектированы решетки с профилями лопаток групп *B* и *B*, включенными в работу [3], для расчета сверхзвуковых решеток ( $M_{w_1} > 1,2$ ) существуют метод ступенчатого торможения в системе скачков (см. рис. 4.26, б) и метод плавного торможения вдоль вогнутого начального участка спинки (см. рис. 4.26, в). При расчете по этим методам полагается, что торможение потока организуется в системе скачков, состоящей из нескольких косых скачков, замыкаемых прямым. После прямого скачка, как и в решетках с профилями лопаток группы *B*, дозвуковой поток ускоряется в сужающе-расширяющемся канале до сверхзвуковой скорости. Таким образом, в канале имеет место смешанное течение: сначала дозвуковое, а затем сверхзвуковое.

Методы ступенчатого и плавного торможения позволяют спроектировать решетки, имеющие меньшие потери при  $M_{w_1} > 1,5$ , чем решетки, рассчитанные по методу прямого скачка (см. рис. 4.19). Однако такие решетки более чувствительны к изменению режима работы. С изменением  $M_{w_1}$  и угла атаки нарушается расчетная система скачков и потери резко возрастают.

Картина течения при сверхзвуковом обтекании лопаток усложняется тем, что поток из одного соплового канала обычно обтекает несколько лопаток (шаг лопаток меньше, чем шаг сопл). При этом скачок, отходящий от лопатки и выходящий из зоны действия данного сопла, влияет на параметры потока, обтекающего последующие лопатки. Однако фотографии спектров обтекания показывают, что в целом взаимное влияние скачков невелико.

#### 4.3.2.3. Определение угла выхода из решетки при обтекании ее газом со сверхзвуковой скоростью

Угол потока на выходе из активной лопаточной решетки при обтекании ее сверхзвуковым потоком (рис. 4.27) может быть точно определен экспериментальным путем. Приближенно его можно найти из уравнения неразрывности, записанного для осредненных параметров.

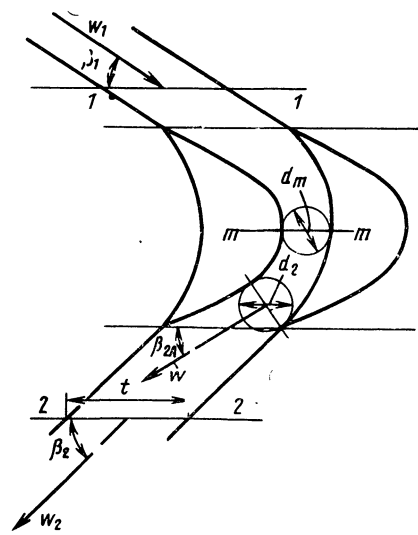
Для сечений 1—1 (см. рис. 4.27) и 2—2 за решеткой (теоретически в бесконечности) можно записать (при постоянной высоте решетки)

$$q(\lambda_{w_1}) t \sin \beta_1 = \sigma_2 q(\lambda_{w_2}) t \sin \beta_2. \quad (4.56)$$

Из последнего выражения получим

$$\sin \beta_2 = \frac{q(\lambda_{w_1})}{\sigma_2 q(\lambda_{w_2})} \sin \beta_1. \quad (4.57)$$

Рис. 4.27. Схема определения угла выхода потока из активной решетки



#### 4.3.2.4. Режимы «запирания» рабочей решетки

Как отмечалось в разд. 4.3.1.2, в минимальном сечении сопловой решетки при критическом отношении давлений ( $\delta_1 = \delta_{кр}$ ) устанавливается скорость звука. При этом расход достигает максимального значения при заданных параметрах на входе  $p_0$  и  $T_0$ . Увеличение степени понижения давления ( $\delta_1 > \delta_{кр}$ ) за счет уменьшения  $p_1$  приводит к расширению газа в косом срезе без изменения расхода через решетку, т. е. решетка «запирается». Расход не может превышать максимального. Режим «запирания» может иметь место и в рабочей решетке.

Найдем условие, определяющее режимы «запирания» при постоянных начальных давлении  $p_{0w_1}$  и температуре  $T_{0w_1}$ , считая сечение  $m-m$  (см. рис. 4.27) минимальным сечением межлопаточного канала. Из уравнения неразрывности для сечений  $1-1$  и  $m-m$  определим зависимость плотности тока от начальных параметров:

$$\begin{aligned} q(\lambda_{w_1}) t \sin \beta_1 &= \sigma_m q(\lambda_{w_m}) d_m; \\ q(\lambda_{w_m}) &= q(\lambda_{w_1}) t \sin \beta_1 / (\sigma_m d_m), \end{aligned} \quad (4.58)$$

где  $\sigma_m$  — коэффициент полного давления для течения от входа до сечения  $m-m$ .

Соотношение

$$q(\lambda_{w_m}) \leq 1 \quad (4.59)$$

соответствует возможным (в том числе и звуковым) течениям в минимальном сечении решетки, т. е. при выдерживании этого соотношения решетка обтекается без «запирания».

Соотношение  $q(\lambda_{w_m}) > 1$  определяет режимы, которые не могут быть осуществлены, т. е. является условием «запирания» рабочей решетки. При запирании увеличение скорости  $w_1$  в случае сверхзвукового потока приводит к нарушению расчетной системы скачков и, как правило, к появлению перед решеткой прямого скачка. Режим запирания, при котором  $q(\lambda_{w_m}) > 1$ , нежелателен, так как приводит к дополнительным потерям. При проектировании решетки его можно избежать, выбирая угол  $\beta_1$ , площадь минимального сечения и шаг решетки так, чтобы обеспечить соотношение (4.59).

#### 4.3.3. Высота и ширина решетки. Осевой зазор

##### 4.3.3.1. Высота и ширина сопловой решетки. Степень парциальности

Высота сопловых лопаток  $h_c$  определяется расходом газа, который необходимо пропустить через решетку.

Запишем уравнение (4.38) для параметров в сечении за решеткой, где поток выровнялся:

$$\dot{m} = \pi D_{ср} h_c \frac{p_{00} \sigma_1 n}{\sqrt{RT_{00}}} q(\lambda_{c_1}) \sin \alpha_1. \quad (4.60)$$

Из формулы (4.60) определим  $h_c$ :

$$h_c = \frac{\dot{m} \sqrt{RT_{00}}}{\pi D_{ср} p_{00} \sigma_1 q(\lambda_{c_1}) n \sin \alpha_1}, \quad (4.61)$$



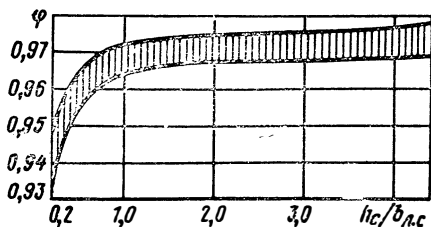


Рис. 4.28. Приближенная зависимость скоростного коэффициента сужающейся решетки от относительной высоты сопла

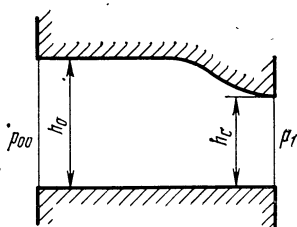


Рис. 4.29. Схема, используемая при профилировании меридионального сечения сопловой решетки малой высоты

где  $\sigma_1$  — коэффициент полного давления от входа до расчетного сечения. Коэффициент полного давления определяется по данным продувок непосредственно или через скоростной коэффициент  $\varphi$ . Коэффициент  $\varphi$  определяется по коэффициенту потерь  $\zeta_c$ , значение которого находится по характеристикам выбранной сопловой решетки [3].

При увеличении высоты сопла уменьшаются вторичные потери. Зависимость скоростного коэффициента решетки (с учетом вторичных потерь) от относительной высоты сопла представлена на рис. 4.28. Если высота сопла будет меньше 10 мм ( $h_c/b_{л.с} < 1.2$ ), то обычно следует переходить к подводу газа не по всей окружности, а по части ее (к парциальному подводу). При этом ступень должна быть выполнена активной. Автономные турбины ЖРД, как правило, являются турбинами с парциальным подводом.

Введем понятие о степени парциальности  $\varepsilon$  для сопловой решетки. Степень парциальности определяется отношением дуги, занятой сопловой решеткой, к длине окружности по среднему диаметру:

$$\varepsilon = t_c z_c / (\pi D_{ср}). \quad (4.62)$$

Для  $\varepsilon < 1$  формула (4.61) принимает вид

$$h_c = \frac{\dot{m} \sqrt{RT_{00}}}{\varepsilon \pi D_{ср} p_{00} \sigma_1 q(\lambda_{c_1}) n \sin \alpha_1}. \quad (4.63)$$

Отсюда

$$\varepsilon = \frac{m \sqrt{RT_{00}}}{h_c \pi D_{ср} p_{00} \sigma_1 q(\lambda_{c_1}) n \sin \alpha_1}. \quad (4.64)$$

Следует иметь в виду, что при заданном расходе через турбину существует оптимальная по КПД турбины степень парциальности (высота сопловых лопаток) (см. разд. 4.5.4.2).

Для сужающихся сопловых решеток малой высоты целесообразно специально профилировать меридиональное сечение (рис. 4.29). В решетках с поджатием выходного сечения в меридиональной плоскости обеспечивается конфузорное течение на спинке в косом срезе и точка минимума давления смещается к выходной кромке. Разность давлений на корыте и спинке в области максимальной кривизны уменьшается, и интенсивность вторичных течений снижается. При этом КПД турбины обычно повышается на 1 ... 1,5 %.

Оптимальное поджатие  $(h_0 - h_c)/h_c = 0,3 \dots 0,6$  при  $h_c/b_{л.с} = 0,2 \dots 0,5$  (где  $b_{л.с}$  — хорда лопатки).

При малой высоте сопловой решетки для уменьшения потерь на парный вихрь следует уменьшить хорду лопатки, стремясь обеспечить  $h_c/b_{л.с} > 1$  (см. рис. 4.28). При этом хорда лопатки выбирается минимально возможной по условиям прочности из технологических соображений (обычно  $b_{л.с \min} = 8 \dots 15$  мм).

Сопловые лопатки предкамерных турбин имеют достаточно большую высоту, поэтому их хорда принимается обычно большей, чем хорда лопаток автономных турбин ( $b_{л.с \min} = 15 \dots 30$  мм).

#### 4.3.3.2. Высота конических сопл. Число сопл

В автономных парциальных турбинах ЖРД, как правило, применяют сопловые аппараты, состоящие из отдельных конических сопл (см. рис. 4.18). Начать расчет таких сопловых аппаратов целесообразно с определения площади минимального (критического) сечения всех сопл  $F_{\min} = z_c f_{\min}$  [см. формулу (4.41)].

После определения  $F_{\min}$  определяют степень уширения сопла по формуле (4.49). Для расчетного режима обычно полагают  $\delta'_1 = \delta_1$ , т. е. при расчетном режиме не предусматривается расширение в косом срезе ввиду его небольшой расширительной способности.

Для многорежимных турбин ЖРД, работающих на нерасчетных режимах, при степенях понижения давления, превышающих расчетную, целесообразно выбирать степень уширения сопл на 15 ... 20% меньше, чем та, которая получается в результате расчета по формуле (4.49).

Площадь сечений сопл 1'—1' (см. рис. 4.18) определяют по найденной степени уширения

$$F'_1 = \bar{f}'_1 F_{\min}. \quad (4.65)$$

Суммарная площадь выхода сопл

$$F_c = F'_1 / \sin \alpha_{1л}, \quad (4.66)$$

где  $\alpha_{1л}$  — угол наклона оси сопла.

Высота соплового аппарата  $h_c$  равна радиальной оси эллипса в выходном сечении сопла (рис. 4.30). Большая ось эллипса связана с  $h_c$  соотношением

$$a_c = h_c / \sin \alpha_{1л}, \quad (4.67)$$

а площадь выхода сопла определяется по формуле

$$f_c = \frac{\pi}{4} h_c a_c = \frac{\pi}{4} \frac{h_c^2}{\sin \alpha_{1л}}. \quad (4.68)$$

Существует оптимальная высота соплового аппарата  $h_{c \text{ opt}}$ , при которой степень парциальности оптимальная и КПД турбины достигает максимума (см. разд. 4.5.4.2). При  $h_{c \text{ opt}}$  оптимальное число сопл определяется выражением

$$z_{c \text{ opt}} = F_c / f_{c \text{ opt}}.$$

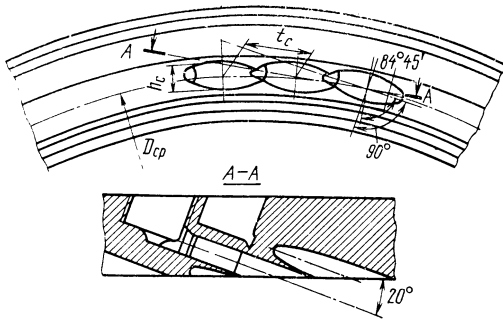


Рис. 4.30. Сегмент конических сопел с перекрытием выходных сечений

Подставив выражения (4.66) и (4.68) в последнее выражение, получим

$$z_{\text{с опт}} = 4F_1' / (\pi h_{\text{с опт}}^2). \quad (4.69)$$

Округляя число сопел до меньшего целого числа, уточним  $h_{\text{с}}$ .

Для сопловых аппаратов, составленных из конических сопел, степень парциальности представляет собой отношение суммарной площади выхода сопел к площади кольца с шириной, равной  $h_{\text{с}}$ :

$$\varepsilon = z_{\text{с}} h_{\text{с}} / (\pi D_{\text{ср}} h_{\text{с}}) = F_{\text{с}} / (\pi D_{\text{ср}} h_{\text{с}}). \quad (4.70)$$

Диаметр конуса  $d_1'$  в сечении  $I'-I'$  (см. рис. 4.18) равен  $h_{\text{с}}$ . Диаметр минимального сечения найдем по  $F_{\text{мин}}$  и числу сопел:

$$d_{\text{мин}} = \sqrt{4F_{\text{мин}} / (\pi z_{\text{с}})}. \quad (4.71)$$

Иногда, в целях уменьшения площади между соплами, не занятой потоком, и уменьшения таким путем потерь (см. разд. 4.5.2.2), сопла располагают так, чтобы их выходные сечения частично перекрывались (см. рис. 4.30). При значительном перекрытии потери возрастают в связи с пересечением струй, вытекающих из соседних сопел. Шаг сегмента конических сопел обычно выбирают в пределах  $t_{\text{с}} = (1,02 \dots 0,86) a_{\text{с}}$ .

#### 4.3.3.3. Высота и ширина рабочей решетки

Высоту рабочей лопатки на входе определяют по высоте сопловой лопатки (конического сопла), увеличенной на размер перекрытой (рис. 4.31):

$$h_{1\text{л}} = h_{\text{с}} + \Delta h_{\text{п}} + \Delta h_{\text{вт}}, \quad (4.72)$$

где  $\Delta h_{\text{п}}$  и  $\Delta h_{\text{вт}}$  — перекрытия рабочей лопатки относительно сопловой на периферии и у втулки соответственно.

Перекрытия  $\Delta h_{\text{п}}$ ,  $\Delta h_{\text{вт}}$  вводятся для того, чтобы при технологических погрешностях во взаимном расположении соплового аппарата и колеса и при температурных деформациях обеспечить беспрепятственное течение газа из соплового аппарата в колесо. Для уменьшения потерь в активных дозвуковых и сверхзвуковых ступенях при больших степенях парциальности ( $\varepsilon > 0,5$ ) перекрытия должны быть минимальными (можно принять  $\Delta h_{\text{п}} = 1 \dots 2$  мм, а  $\Delta h_{\text{вт}} = 0 \dots 1$  мм). При малых степенях парциальности следует увеличивать  $\Delta h_{\text{п}}$ .

В реактивных турбинах также целесообразно вводить перекрытия. На периферии перекрытие следует делать тем больше, чем больше степень реактивности и осевой зазор. Обычно  $\Delta h_{\text{п}} = 2 \dots 4$  мм,  $\Delta h_{\text{вт}} = 1 \dots 2$  мм.

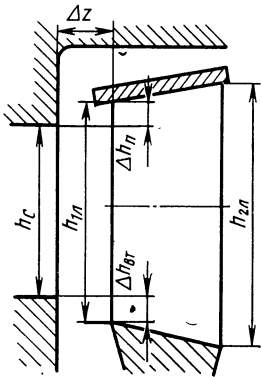


Рис. 4.31. Меридиональное сечение рабочего колеса

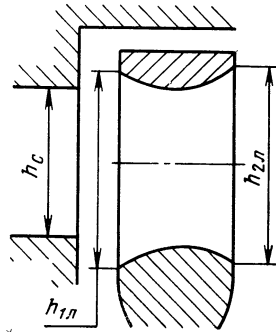


Рис. 4.32. Меридиональное сечение коротких и широких рабочих лопаток

Высоту лопатки на выходе из рабочей решетки рассчитывают исходя из уравнения неразрывности

$$h_{2л} = \frac{\dot{m}' \sqrt{RT_0 \omega_1}}{\varepsilon \pi_n D_{ср} \rho_0 \omega_1 \sigma_2 q (\lambda \omega_2) \sin \beta_2}, \quad (4.73)$$

где  $\dot{m}'$  — расход с учетом утечек или подсоса.

Из уравнения неразрывности, записанного для сечений на входе в лопатки и на выходе из них, имеем отношение

$$h_{2л}/h_{1л} = \rho_1 c_{1z}/(\rho_2 c_{2z}).$$

Следовательно,  $h_{2л}$  тем больше  $h_{1л}$ , чем  $\rho_1$  больше  $\rho_2$  и чем  $c_{2z}$  меньше  $c_{1z}$ . Для реактивных лопаток вследствие расширения газа всегда  $\rho_1 > \rho_2$ . Для активных лопаток вследствие подогрева за счет теплоты трения также имеем  $\rho_1 > \rho_2$ . Осевая скорость на выходе для активных турбин меньше, чем на входе, из-за уменьшения скорости  $\omega$  ( $\omega_2 < \omega_1$  и  $c_{2z} < c_{1z}$ ).

Для реактивных лопаток уменьшение угла  $\beta_{2л}$  приводит к снижению  $c_{2z}$ , а возрастание скорости  $\omega_2$  увеличивает  $c_{2z}$ .

При  $h_{2л} > h_{1л}$  (что особенно характерно для активных лопаток) меридиональное сечение выполняют расширяющимся. Угол расширения  $\lambda$  целесообразно ограничивать ( $\lambda_{\min} = 15 \dots 20^\circ$ , см. рис. 2.68). Иногда с учетом перекрытий высота лопатки на входе получается равной ее высоте на выходе:  $h_{1л} = h_{2л}$ . Если взято слишком большое перекрытие, то по расчету может получиться  $h_{2л} < h_{1л}$ . Практически в этом случае уменьшают перекрытие и принимают  $h_{2л} = h_{1л}$ .

Меридиональное сечение коротких и широких лопаток следует выполнять с зауженным средним участком (рис. 4.32). Введенная конфузурность на начальном участке может снизить вторичные потери в результате утонения пограничного слоя на ограничивающих поверхностях.

При коротких лопатках вторичные потери будут больше. Коэффициент потерь, учитывающий профильные потери и вторичные по-

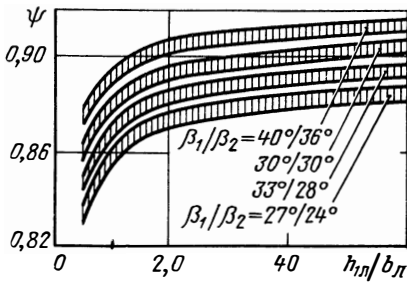


Рис. 4.33. Приближенная зависимость скоростного коэффициента  $\psi$  для активной решетки от относительной высоты лопатки

тери, будет заметно снижаться с уменьшением высоты лопаток (см. рис. 4.33, где приведены графики изменения коэффициентов  $\psi$ ). Короткие рабочие лопатки, как и сопловые, следует выполнять узкими, обеспечивая отношения  $h_{1л}/b_{л} > 1$ . Ширину

коротких лопаток следует выбирать минимальной из условий прочности и по технологическим соображениям (8 ... 15 мм).

Потери, связанные с конечной длиной лопатки, главным образом потери на парный вихрь, могут быть учтены уменьшением КПД рабочей решетки ( $0,7 < M_{\omega_1} < 1,5$ ):

$$\Delta\eta = 0,13 \frac{b_{л}/h_{1л}}{1 + M_{\omega_1}},$$

где  $b_{л}$  — хорда лопатки.

С увеличением числа  $M_{\omega_1}$ , потери на парный вихрь снижаются, так как уменьшается толщина пограничного слоя на лопатках и ограничивающих ее высоту поверхностях.

В турбинах ЖРД при коротких лопатках целесообразно применять бандажи для перекрытия межлопаточного канала на периферии (см. рис. 4.31) и предотвращения перетекания газа с корыта на спинку. Применение бандажа может повысить КПД турбины на 5 ... 10 %, а при малых степенях парциальности возможно повышение КПД на 30 %. Однако надо учитывать, что бандаж увеличивает массу двигателя и при этом возрастают центробежные силы инерции.

Кроме того, применение бандажей при длинных лопатках, а также при парциальном подводе целесообразно для предотвращения колебаний лопаток, так как бандаж увеличивает жесткость колеса. В рабочих лопатках бандаж, конечно, не устраняет перетекания, которое осуществляется через радиальный зазор поверх бандажа в осевом направлении под действием разности давлений на входе в решетку и на выходе из нее.

Если бандаж по условиям прочности применить не удастся, то радиальный зазор следует выполнять минимально допустимым. Обычно его выбирают таким, чтобы при разогретом двигателе он был в пределах 0,4 ... 0,6 мм.

Приближенное выражение для скоростного коэффициента рабочей решетки с бандажом при сверхзвуковых скоростях представляется в виде

$$\psi = \left[ 1 - 0,23 \left( 1 - \frac{\beta_1 + \beta_2}{\pi} \right)^3 \right] [1 - 0,05 (M_{\omega_1} - 1)^2] \times \times \left[ 1 - 0,06 \frac{b_{л}}{h_{1л}} \right] \left( 1 - \frac{t}{2\pi D_{ср} e} \right), \quad (4.74)$$

Выражение в первых квадратных скобках в формуле (4.74) учитывает потери на трение и вихреобразование при обтекании лопатки, во вторых квадратных скобках — волновые потери (при  $M_{w_1} \leq 1$  это выражение следует принимать равным единице), в третьих квадратных скобках — концевые потери на парный вихрь в решетке. Выражение в первых двух квадратных скобках характеризует профильные потери решетки при сверхзвуковом обтекании лопаток рабочего колеса. Выражение в последних круглых скобках учитывает дополнительные потери в решетке, вызванные парциальным подводом и связанные с разрывом струи на границах дуги подвода (т. е. с изменением скоростей и углов потока). При  $\epsilon = 1$  последний член принимается равным единице.

Напомним, что лопатки автономных турбин ЖРД являются относительно короткими ( $D_{ср}/h_{л} > 10$ ), поэтому они выполняются с постоянным профилем по высоте. Лопатки предкамерных турбин при  $D_{ср}/h_{л} < 7$  следует профилировать по радиусу (см. разд. 2.10.2).

#### 4.3.3.4. Определение осевого зазора

Увеличение осевого зазора  $\Delta z$  (см. рис. 4.31) между сопловым аппаратом и рабочей решеткой приводит к выравниванию скоростей потока на входе в колесо (см. рис. 2.64) и, следовательно, к уменьшению пульсаций и вибраций турбины. Однако увеличение осевого зазора увеличивает потери на трение в зазоре, а также подсос и утечки газа.

В автономных турбинах ЖРД, где уплотнение по осевому зазору обычно отсутствует, осевой зазор уменьшают. При парциальном подводе газ через осевой зазор перетекает по дуге, не занятой соплами, на выход из турбины и это приводит к падению КПД турбины. В парциальных турбинах осевой зазор делают минимально допустимым для обеспечения надежной работы в горячем состоянии, т. е. в условиях, когда проявляются температурные деформации. При холодном двигателе этот зазор обычно составляет 2 ... 3 мм.

Влияние осевого зазора на КПД предкамерной турбины иное. В данном случае четко выявляется оптимальный зазор, при котором потери минимальны. Однако для уменьшения пульсаций и вибраций следует зазор выбирать большим. Обычно для предкамерных турбин осевой зазор выбирают в диапазоне (0,2 ... 0,4)  $b_{л}$ .

### 4.4. ОКРУЖНОЙ КПД И КОЭФФИЦИЕНТ ОКРУЖНОЙ РАБОТЫ СТУПЕНИ ТУРБИНЫ

#### 4.4.1. Окружной КПД

В разд. 2.14.2 было введено понятие окружного КПД турбины. Окружной КПД ступени турбины определяется как отношение окружной работы колеса к располагаемой адиабатной работе:

$$\eta_u = L_u/L_{0 ад} = 1 - (L_\phi + L_\psi + L_c)/L_{0 ад} \quad (4.75)$$

Окружной КПД колеса учитывает потери с выходной скоростью и гидравлические потери в проточной части, включая профильные, вторичные и дополнительные.

Окружной КПД  $\eta_u$  в значительной мере определяет эффективный КПД турбины  $\eta_T$ , характеризующий совершенство турбины как приводного двигателя (см. разд. 2.14). Особенно близок окружной КПД к эффективному для предкамерных турбин ЖРД, которые, как правило, выполняются с полным подводом газа по окружности колеса ( $\varepsilon = 1$ ) и поэтому не имеют дополнительных дисковых потерь, связанных с парциальностью (см. разд. 4.5.2.2).

Введем понятие фиктивной адиабатной скорости, определяемой по располагаемой адиабатной работе турбины,

$$c_{aB} = \sqrt{2L_{0 \text{ ад}}}$$

С учетом этого соотношения окружной КПД ступени в наиболее общем случае определяется формулой

$$\eta_u = 2 \frac{u_1}{c_{\text{ад}}} \left[ \varphi \sqrt{1 - \rho_T} \cos \alpha_1 + \right. \\ \left. + \frac{u_1}{u_2} \left( \psi \cos \beta_2 \sqrt{\varphi^2 (1 - \rho_T) + \left( \frac{u_1}{u_2} \right)^2 \frac{u_1}{c_{\text{ад}}}} - 2\varphi \sqrt{1 - \rho_T} \frac{u_1}{c_{\text{ад}}} \cos \alpha_1 + \rho_T - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{u_1}{u_2} \frac{u_1}{c_{\text{ад}}} \right) \right]. \quad (4.76)$$

Анализ этой формулы достаточно сложен. Проведем анализ формул окружного КПД для частных случаев.

Выведем зависимость окружного КПД от параметров режима и от конструктивных параметров для ступени активной турбины.

Подставляя в формулу (4.75) выражения  $L_u = u (c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2)$  и  $L_{0 \text{ ад}} = c_1^2 / 2\varphi^2$  и используя соотношения  $c_1 \cos \alpha_1 = \omega_1 \cos \beta_1 + u$ ;  $c_2 \cos \alpha_2 = \omega_2 \cos \beta_2 - u$ , вытекающие из треугольника скоростей (см. рис. 2.21), получим

$$\eta_u = 2\varphi^2 \frac{u}{c_1} \left( \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1} \right) \left( 1 + \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1} \right). \quad (4.77)$$

Эта формула называется формулой Банки. В таком виде выражение для  $\eta_u$  удобно для анализа, так как отношение  $\cos \beta_2 / \cos \beta_1$  для активных турбин практически не зависит  $u/c_1$  и близко к единице. Выходной угол  $\beta_2$  в первом приближении равен углу лопатки  $\beta_{2л}$ , который меньше  $\beta_{1л}$  на  $2 \dots 4^\circ$ . Угол  $\beta_{1л}$  определяется формулой (4.53). Из формулы (4.77) следует, что  $\eta_u$  принимает нулевое значение при  $u/c_1 = 0$  и  $u/c_1 = \cos \alpha_1$ .

Полагая  $\varphi$  и  $\psi$  независимыми от  $u/c_1$ , а также считая, что  $\beta_2 = \beta_1$ , дифференцированием определим значение  $u/c_1$ , при котором имеет место максимум  $\eta_u$ . Из соотношения  $\frac{d\eta_u}{d(u/c_1)} = 0$  получим  $\cos \alpha_1 - 2(u/c_1)\eta_{u \text{ max}} = 0$ ;

$$(u/c_1)\eta_{u \text{ max}} = (\cos \alpha_1)/2. \quad (4.78)$$

Рис. 4.34. Баланс потерь и зависимость окружного КПД активной турбины от  $u/c_1$

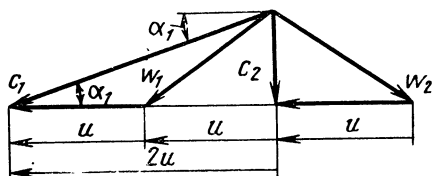
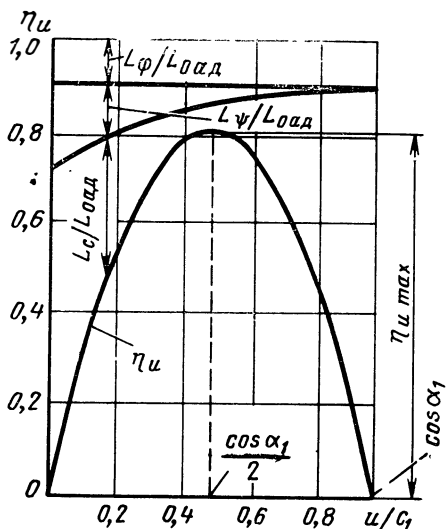


Рис. 4.35. Треугольник скоростей для идеальной активной турбины

Максимальный окружной КПД активной одноступенчатой турбины имеет место при  $u/c_1 = (\cos \alpha_1)/2$ . Его значение получим, подставив в формулу (4.77)  $(\cos \alpha_1)/2$  вместо  $u/c_1$ :

$$\eta_{u \max} = \varphi^2 (1 + \psi) (\cos^2 \alpha_1)/2. \quad (4.79)$$

На рис. 4.34 показан примерный вид зависимости  $\eta_u = f(u/c_1)$  для активной одноступенчатой турбины при  $L_{0ад} = \text{const}$ . Для наглядности там же нанесены относительные доли потерь энергии при течении в сопловом аппарате  $L_\varphi/L_{0ад}$ , в рабочем колесе  $L_\psi/L_{0ад}$ , а также относительная доля скоростных потерь  $L_c/L_{0ад}$ .

Потери в сопловом аппарате не зависят от отношения  $u/c_1$  ( $L_\varphi/L_{0ад} = 1 - \varphi^2$ ), а потери в рабочем колесе от него зависят:

$$L_\psi/L_{0ад} = (1 - \psi^2) \varphi^2 \omega_1^2/c_1^2.$$

Так как  $\omega_1 = \omega_{1u}/\cos \beta_1$ , а  $\omega_{1u} = c_1 \cos \alpha_1 - u_1$ , получим

$$\frac{L_\psi}{L_{0ад}} = (1 - \psi^2) \varphi^2 \frac{[\cos \alpha_1 - (u/c_1)]^2}{\cos^2 \beta_1}. \quad (4.80)$$

Величина  $\eta_{u \max}$  достигается при  $u/c_1 = (\cos \alpha_1)/2$ , а минимум скоростных потерь — при  $u/c_1$ , несколько меньшем  $(\cos \alpha_1)/2$  (см. рис. 4.34).

Для идеальной активной турбины, т. е. в предположении, что гидравлические потери отсутствуют ( $\varphi = \psi = 1$ )

$$(u/c_1)_{\eta_{u \max}} = (\cos \alpha_1)/2. \quad (4.81)$$

Из соотношения (4.81) следует, что в рассматриваемом случае  $(u/c_1)_{\eta_{u \max}}$  не зависит от потерь.

Отметим, что соотношение (4.81) непосредственно следует из треугольника скоростей, приведенного на рис. 4.35.



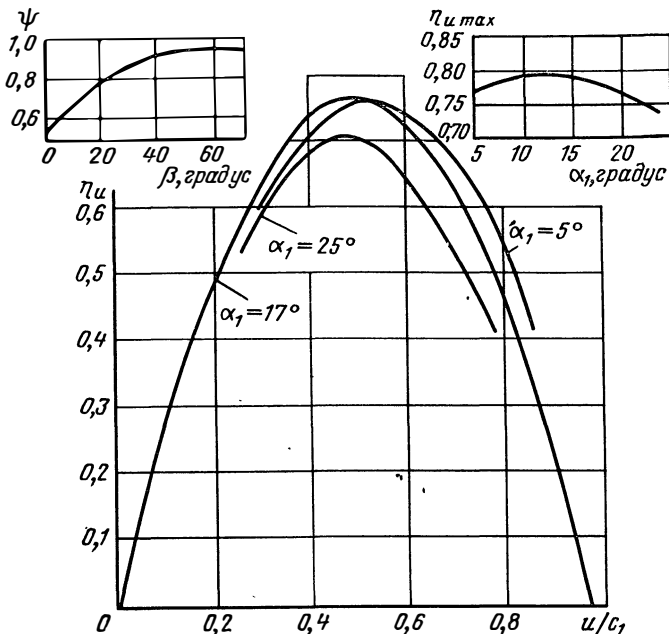


Рис. 4.36. Зависимости  $\eta_u$  от  $u/c_1$  и от  $\alpha_1$ , а также  $\psi$  от  $\beta$  для активной турбины

При осевом выходе ( $c_{2u} = 0$ ) получается соотношение  $2u/c_1 = \cos \alpha_1$ , т. е. соотношение (4.81).

Режимы по  $u/c_1$  для максимума  $\eta_u$  и для минимума потерь с выходной скоростью для идеальной турбины совпадают. Максимальный окружной КПД такой турбины равен  $\cos^2 \alpha$ , см. формулу (4.79). Соответственно относительная доля скоростных потерь при этом

$$\frac{L_c}{L_{0 \text{ ад}}} = \frac{c_2^2/2}{c_1^2/2} = 1 - \eta_{u \max} = 1 - \cos^2 \alpha_1 = \sin^2 \alpha_1.$$

Из формулы (4.77) следует, что на  $\eta_u$  активной ступени большое влияние оказывает  $\alpha_1$  — угол наклона вектора абсолютной скорости  $c_1$ . Чем меньше  $\alpha_1$ , тем (при постоянных  $\varphi$  и  $\psi$ ) больше  $\eta_u$ . Но с учетом потерь в решетках оптимальный угол находится обычно в пределах 15 ... 20°.

На рис. 4.36 приведена полученная расчетом зависимость  $\eta_u = f(u/c_1)$  при различных углах  $\alpha_1$  для активной турбины при переменном значении  $\beta_1 = f(u/c_1)$ ; при этом  $\beta_1 = \beta_2 = \beta$ .

Принято, что  $\psi$  зависит от угла  $\beta$  (по существу, от суммы углов  $\beta_1 + \beta_2$ , см. рис. 4.36). Зависимость  $\eta_{u \max}$  от  $\alpha_1$  также показана на рис. 4.36.

Остановимся на вопросе определения оптимального  $u/c_1$  для  $\eta_{u \max}$  реактивной турбины. В качестве предельного случая рассмотрим чисто реактивную турбину ( $\rho_T = 1$ ), которая выполняется в виде сегнерова колеса (по этому принципу работает реактивный

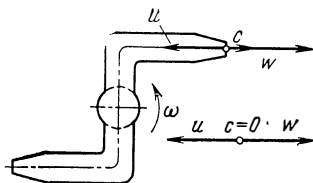


Рис. 4.37. Схема, иллюстрирующая принцип действия турбины со степенью реактивности  $\rho_T = 1$

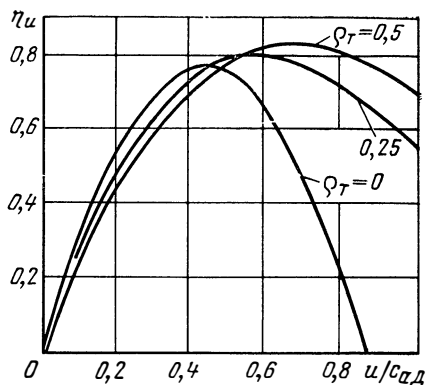


Рис. 4.38. Зависимость окружного КПД  $\eta_u$  от  $u/c_{ад}$  для одноступенчатых турбин с различной степенью реактивности  $\rho_T$  ( $\alpha_1 = 24^\circ$ )

винт). Схема вращающегося колеса и планы скоростей приведены на рис. 4.37. Абсолютная скорость выхода газов из колеса  $c$  является векторной суммой  $\vec{w}$  скорости истечения и окружной скорости. При равенстве по модулю  $\vec{w}$  и  $\vec{u}$  абсолютная скорость выхода газа из колеса равна нулю. Следовательно, равны нулю и потери с выходной скоростью, а окружной КПД максимален. Таким образом, при  $\rho_T = 1$

$$(u/w)\eta_{u \max} = (u/\sqrt{2L_{0ад}})\eta_{u \max} = 1. \quad (4.82)$$

Для предварительных расчетов и выбора оптимального режима по  $\eta_u$  для разных степеней реактивности турбины удобно пользоваться зависимостью

$$\eta_u = f(u/c_{ад}).$$

Для реактивной ступени

$$c_{ад} = c_{1 ад} / \sqrt{1 - \rho_T}; \quad (4.83)$$

для активной ступени  $c_{ад} = c_{1 ад}$ .

Тогда из выражения (4.78) получим:

для активной ступени

$$\left(\frac{u}{c_{ад}}\right)_{\eta_{u \max}} = \frac{u}{2L_{0 ад}} = \frac{\varphi \cos \alpha_1}{2}; \quad (4.84)$$

для чисто реактивной турбины при  $\rho_T = 1$

$$\left(\frac{u}{\sqrt{2L_{0 ад}}}\right)_{\eta_{u \max}} = \varphi. \quad (4.85)$$

На рис. 4.38 приведены расчетные зависимости  $\eta_u = f(u/c_{ад})$ . При расчетах принято  $\alpha_1 = 24^\circ$  и учтено увеличение  $\varphi$  и  $\psi$  с ростом  $\rho_T$ . Согласно кривым, приведенным на рис. 4.38, чем больше степень реактивности  $\rho_T$ , тем больше оптимальное, соответствующее  $\eta_{u \max}$ , значение  $u/c_{ад}$ . Смещение оптимального значения  $\eta_u$  при изменении  $\rho_T$  определяется тем, что с увеличением  $\rho_T$  увеличивается  $u/c_{ад}$ , соответствующее режиму минимума потерь с выходной скоростью [ср. соотношения (4.84) и (4.85)].

#### 4.4.2. Коэффициент окружной работы ступени

Важным параметром для турбины является коэффициент окружной работы

$$\bar{L}_u = L_u/u^2 = (c_{1u} \pm c_{2u})/u. \quad (4.86)$$

Чем больше этот коэффициент, тем большую окружную работу можно получить при выбранной окружной скорости. Допустимая окружная скорость турбины ЖРД определяется ее габаритными размерами, так как угловая скорость турбины уже задана угловой скоростью насоса. Обычно,  $u = 250 \dots 300$  м/с, т. е. не достигает предельного значения, определяемого запасом прочности и равного  $u = 350 \dots 400$  м/с.

Для уменьшения массы конструкции и снижения расхода рабочего тела необходимо иметь высокие коэффициенты окружной работы. Это особенно важно для автономных турбин ЖРД (см. разд. 4.1.1).

Из формулы (4.86) следует, что

$$\bar{L}_u = \frac{\eta_u L_{0 \text{ ад}}}{u^2} = \frac{\eta_u}{2(u/c_{\text{ад}})^2}. \quad (4.87)$$

Подставив сюда выражение (4.77) для  $\eta_u$ , получим для активной турбины

$$\bar{L}_u = \left( \frac{\varphi \cos \alpha_1}{u/c_{\text{ад}}} - 1 \right) (1 + \psi). \quad (4.88)$$

На режиме  $\eta_u = \eta_{u \text{ max}}$  имеем  $(u/c_{\text{ад}})_{\eta_{u \text{ max}}} = (\varphi \cos \alpha_1)/2$ . Тогда для активной ступени при  $\psi = 1$  получим  $(L_u)_{\eta_{u \text{ max}}} = 2$ .

Согласно формуле (4.88) с уменьшением  $u/c_{\text{ад}}$ , несмотря на падение  $\eta_u$  в области, для которой  $u/c_{\text{ад}} < \varphi (\cos \alpha_1)/2$ , коэффициент окружной работы возрастает, так как уменьшение  $u/c_{\text{ад}}$  связано с увеличением  $L_{0 \text{ ад}}$  ( $u = \text{const}$ ). При  $u/c_{\text{ад}} \rightarrow 0$  коэффициент  $\bar{L}_u \rightarrow \infty$ .

Зависимость  $\bar{L}_u$  от  $u/c_{\text{ад}}$  при различных  $\rho_T$  представлена на рис. 4.39. Зависимость получена расчетом по формуле (4.87) с использованием графиков, приведенных на рис. 4.38.

В автономных турбинах ЖРД с целью уменьшения расхода газа стараются обеспечить большие значения адиабатной работы ( $L_{0 \text{ ад}} \rightarrow \text{max}$ ) (см. разд. 4.1.2). При ограниченной окружной скорости этому требованию соответствуют  $u/c_{\text{ад}} = 0,05 \dots 0,3$ .

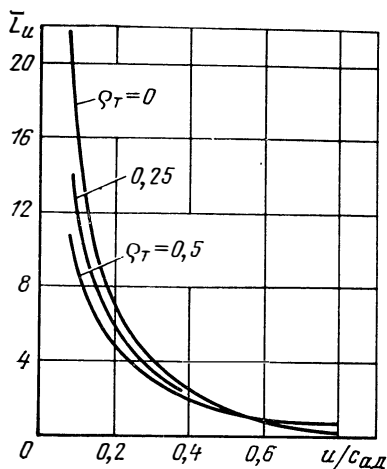
На рис. 4.38 и 4.39 видно, что при малых значениях  $u/c_{\text{ад}}$  активная одноступенчатая турбина имеет большие значения коэффициента окружной работы  $\bar{L}_u$  и КПД  $\eta_u$ , чем реактивные одноступенчатые турбины. Поэтому в качестве автономных турбин применяют активные турбины.

Предкамерным турбинам ЖРД в связи с большими расходами рабочего тела соответствуют малые адиабатные работы (см. разд. 4.1.1). Поэтому эти турбины имеют большие значения  $u/c_{\text{ад}}$

Рис. 4.39. Зависимость коэффициента окружной работы  $\bar{L}_u$  от  $u/c_{ад}$  для одноступенчатых турбин с различной степенью реактивности  $\rho_r$  ( $\alpha_1 = 24^\circ$ )

(превышающие 0,5), при которых (см. рис. 4.39) целесообразно применение в качестве предкамерных турбин реактивных турбин: они имеют при больших отношениях  $u/c_{ад}$  значения  $\bar{L}_u$ , превышающие значения для активной турбины.

Однако для уменьшения осевого усилия (см. разд. 5.5.1.2) предкамерные турбины часто выполняют активными. В этом случае для повышения  $L_u$  отношение  $u/c_{ад}$  уменьшают путем уменьшения окружной скорости (уменьшения  $D_{ср}$  при  $\omega = \text{const}$ ).



#### 4.5. ПОТЕРИ СТУПЕНИ ТУРБИНЫ

##### 4.5.1. Потери, связанные с утечкой рабочего тела из проточной части

Рассмотрим потери, связанные с работой ступени в целом. Условно будем называть их потерями ступени турбины. К ним относятся потери, связанные с утечкой рабочего тела из проточной части, дисковые потери (потери на трение о газ диска и бандажа колеса и потери, связанные с парциальным подводом) и механические потери.

Утечка рабочего тела через зазоры между корпусом и рабочим колесом приводит к снижению мощности турбины. Через сопловой аппарат проходит больше рабочего тела, чем через рабочую решетку. Поскольку при подсчете КПД работу колеса относят к адиабатной работе 1 кг массы рабочего тела, подсчитанной по параметрам на входе в сопловой аппарат, то величина утечки сказывается на эффективном КПД (см. разд. 2.14).

На рис. 4.40 приведена схема осевой ступени турбины и показаны возможные направления утечек в ней. Утечку вверх бандажа определяет тот из зазоров  $\Delta_{z_1}$  или  $\Delta_r$  (осевой или радиальный), который меньше (будем обозначать его  $\Delta$ ).

При уменьшении осевого зазора  $\Delta_{z_2}$  уменьшается подсос газа со стороны вала. На валу располагают систему, уплотнений, препятствующую проникновению компонента топлива из полости насоса в полость турбины. Однако некоторое количество компонента может проникать через уплотнения и в виде газа поступать в проточную часть турбины через зазор  $\Delta_{z_2}$ .

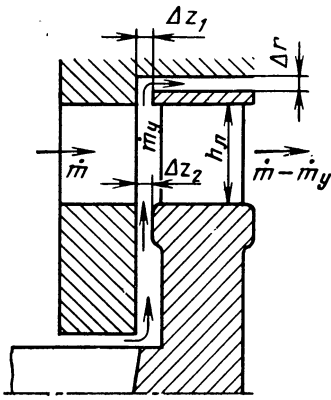


Рис. 4.40. Схема осевой ступени турбины и возможные направления утечек в ней

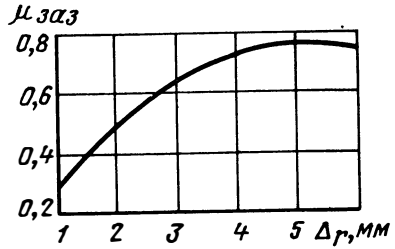


Рис. 4.41. Зависимость коэффициента расхода утечек через зазор  $\mu_{\text{заз}}$  от зазора  $\Delta_r$  для осевой турбины с бандажом без лабиринта (см. рис. 4.40)

В турбине без бандажки потери, связанные с утечками, определяются радиальным зазором  $\Delta_r$ . Эти потери при прочих равных условиях больше у турбины без бандажки, чем у турбины с бандажом, так как, помимо уменьшения расхода через решетку колеса, утечки через радиальный зазор нарушают структуру потока в периферийных сечениях лопаток колеса, уменьшая эффективность их работы (см. разд. 2.12.2.1).

Утечки поверх бандажки осевой ступени определим из уравнения неразрывности

$$\dot{m}_y = \varepsilon \mu_{\text{заз}} \rho_{\text{п.ад.п}} \pi (D_{\text{ср}} + h_{1\text{п}}) \Delta_r, \quad (4.89)$$

где индексом «у» отмечены параметры газа на выходе из радиального зазора, а индексом «п» — параметры на периферии:  $c_{\text{у.ад.п}} = \sqrt{2 \rho_{\text{т.п}} L_{0\text{ад}}}$ ;  $\mu_{\text{заз}}$  — коэффициент расхода, определяемый по графику, приведенному по рис. 4.41. Так как расход через турбину

$$\dot{m} = \varepsilon \rho_1 \varphi c_{1\text{ад}} \pi D_{\text{ср}} h_{1\text{п}} \sin \alpha_1,$$

где  $c_{1\text{ад}} = \sqrt{2(1 - \rho_{\text{т}}) L_{0\text{ад}}}$ , то относительный расход через уплотнение запишется следующим образом:

$$\bar{m}_y = \frac{\dot{m}_y}{\dot{m}} = \frac{\rho_{\text{п}} \mu_{\text{заз}} \sqrt{\rho_{\text{т.п}}}}{\rho_1 \varphi \sqrt{1 - \rho_{\text{т}}}} \sin \alpha_1 \left(1 + \frac{h_{1\text{п}}}{D_{\text{ср}}}\right) \frac{\Delta_r}{h_{1\text{п}}}. \quad (4.90)$$

При относительно коротких лопатках  $h_{1\text{п}}/D_{\text{ср}} < 0,2$  вместо формулы (4.90) можно использовать соотношение ( $\varepsilon \leq 1$ )

$$\bar{m}_y = \mu_{\text{заз}} \sqrt{1 + \rho_{\text{т}} \left(\frac{1}{\varphi^2 \sin^2 \alpha_1} - 1\right)} \cdot \left(1 + \frac{h_{1\text{п}}}{D_{\text{ср}}}\right) \frac{\Delta_r}{h_{1\text{п}}}. \quad (4.91)$$

Потери, связанные с утечками для ступени турбины без бандажки с полным подводом газа ( $\varepsilon = 1$ ), оценивают по уменьшению полного КПД ступени (формула А. Е. Зарянкина и О. Е. Зарянкина):

$$\frac{\eta_{\text{т}}(\Delta=0) - \eta_{\text{т}}}{\eta_{\text{т}}(\Delta=0)} = \frac{\Delta \eta_{\text{т}}}{\eta_{\text{т}}(\Delta=0)} = 1,37(1 + 1,6\rho_{\text{т}}) \left(1 + \frac{h_{1\text{п}}}{D_{\text{ср}}}\right) \frac{\Delta_r}{h_{1\text{п}}}, \quad (4.92)$$

где  $\eta_{\text{т}}(\Delta=0)$  и  $\eta_{\text{т}}$  — соответственно полные КПД при нулевом зазоре и при фиксированном зазоре  $\Delta_r$ .

В турбинах с полным подводом без бандажа потери ступени состоят только из расходных потерь и потерь на трение диска. Относительная величина последних мала при  $\epsilon = 1$ , поэтому поправку, даваемую формулой (4.92), можно рассматривать как поправку к окружному КПД:

$$\frac{\eta_{u(\Delta=0)} - \eta_u}{\eta_{u(\Delta=0)}} = \frac{\Delta\eta_u}{\eta_{u(\Delta=0)}} = 1,37(1 + 1,6\rho_r) \left(1 + \frac{h_{1Л}}{D_{ср}}\right) \frac{\Delta_r}{h_{1Л}}, \quad (4.93)$$

где  $\eta_{u(\Delta=0)}$  и  $\eta_u$  — соответственно окружные КПД при нулевом зазоре и при фиксированном зазоре  $\Delta_r$ .

Формулой (4.93) можно также пользоваться для оценки потерь, связанных с утечками в осевых ступенях без бандажа с парциальным подводом ( $\epsilon < 1$ ).

Лабиринтные уплотнения применяют для уменьшения утечек поверх бандажа и по валу турбины (рис. 4.42). Принцип действия лабиринтного уплотнения заключается в том, что газ, разгоняясь в узком сечении, теряет скоростную энергию при внезапном расширении в полости за гребешком. Следовательно, полное давление не восстанавливается и процесс течения через лабиринтное уплотнение является процессом течения через дроссельное сопротивление ( $i = \text{const}$ ), но не под общим перепадом давлений, а под меньшим. На рис. 4.43 изображен процесс течения в лабиринтном уплотнении в  $i$ - $S$ -диаграмме  $p_1, p_2, p_3$  и т. д. — изобары, пунктирная линия —  $i_1 = \text{const}$ . Течения в щелях уплотнения соответствуют линиям 1—2'—2; 2—3'—3 и т. д. Расход через уплотнение может быть определен по приближенной формуле [1]

$$\dot{m}_y = \mu \lambda D_y \Delta_y \sqrt{\rho_1 \rho_1} \sqrt{\frac{1 - 1/\delta_y^2}{z}}, \quad (4.94)$$

где  $p_1, \rho_1$  — давление и плотность перед уплотнением;  $\delta_y$  — отношения давлений на уплотнении;  $z$  — число гребешков.

Коэффициент расхода через уплотнение  $\mu$  можно оценить по формуле

$$\mu = \sqrt{2\lambda_y/(\lambda t_y)}, \quad (4.95)$$

где  $\lambda$  — коэффициент, зависящий от типа лабиринтного уплотнения (см. рис. 4.42).

Зазор  $\Delta_y$  выбирают из конструктивных соображений. Он должен гарантировать отсутствие задевания колеса о корпус при нагреве колеса и прогибах вала.

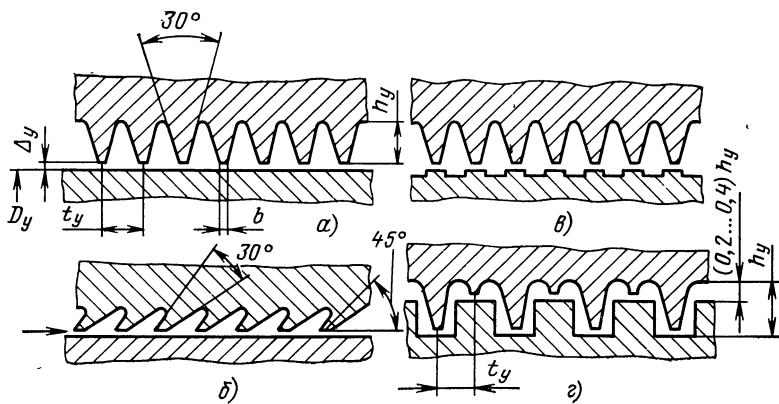


Рис. 4.42. Виды лабиринтных уплотнений:

$a$  — с треугольными прямыми гребнями и коэффициентом, зависящим от типа лабиринтного уплотнения,  $\lambda = 1,2$ ;  $б$  — с наклонными гребнями и  $\lambda = 1,6$ ;  $в$  и  $г$  — сложные лабиринты соответственно с  $\lambda = 2$  и  $\lambda = 4$

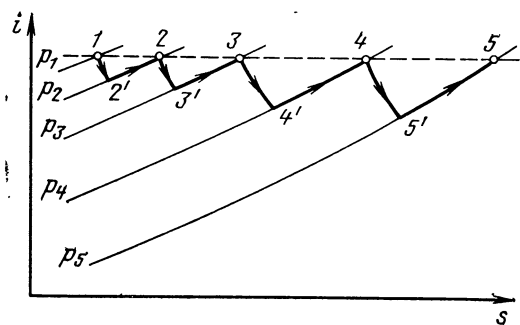


Рис. 4.43.  $i - s$ -диаграмма процесса в лабиринтном уплотнении

Обычно при рабочих температурах колеса и корпуса принимают  $\Delta y = 2 \dots 4$  мм и шаг гребней  $t_y > 15\Delta y$ . Высоту гребней  $h_y$  берут в пределах (1 ... 17)  $\Delta y$ ; она слабо влияет на коэффициент расхода  $\mu$ . Кромки гребней должны выполняться острыми. Толщину гребня  $b$  выбирают минимально возможной.

Отметим, что применение «мягких» вставок в корпусе турбины по кольцевой поверхности, охватывающей бандаж лопаток, позволяет работать практически при нулевом радиальном зазоре, избегая расходных потерь.

## 4.5.2. Дисковые потери

### 4.5.2.1. Потери на трение диска и бандажа

Мощность дискового трения  $N_{тр.д}$  в турбинах по абсолютному значению меньше, чем в насосах, так как плотность среды в проточной части и в полости между корпусом и вращающимся диском у турбин меньше, чем у насосов. Мощность  $N_{тр.д}$  подсчитывают по формуле (2.186). Под радиусом  $r_2$  понимают наружный радиус диска колеса. Для осевой турбины  $D_2 = D_{ср} - h_{1л}$ , для центростремительной турбины с закрытым колесом  $D_2 = D_1$ .

Для осевых турбин с большим отношением  $D_{ср}/h_{1л}$  следует учитывать мощность трения по наружной поверхности бандажа. Эта мощность является мощностью сопротивления вращению цилиндра в цилиндре.

Выражение для мощности трения бандажа запишем так:

$$N_{тр.б} = C_б \rho_1 \omega^3 b_б D_б^4, \quad (4.96)$$

где  $b_б$  — ширина бандажа;  $D_б = D_{ср} + h_{1л}$  — наружный диаметр колеса с бандажом;  $C_б$  — коэффициент трения бандажа. При  $2\Delta_r/D_б = 0,017 \dots 0,21$  (где  $\Delta_r$  — радиальный зазор между колесом и корпусом)  $C_б$  можно определить по формуле

$$C_б = 0,1/\sqrt{Re_б}, \quad (4.97)$$

$$Re_б = \omega D_б \Delta_r / (2\nu). \quad (4.98)$$

### 4.5.2.2. Потери, связанные с парциальным подводом

В турбинах ЖРД часто применяют парциальный подвод. В автономных турбинах парциальный подвод применяют особенно часто, так как при малом расходе рабочего тела и подводе газа по всей окружности высота сопловых и рабочих лопаток была бы очень мала и течение газа в межлопаточных каналах сопровождалось бы большими концевыми потерями.

В предкамерных турбинах также можно применить парциальный подвод, если при малом объемном расходе и при подводе газа по всей окружности высота лопаток будет недопустимо мала.

Хотя парциальный подвод и нежелателен, так как он вызывает дополнительные потери энергии, в отдельных случаях применение его неизбежно в связи с тем, что малая высота лопаток приводит к еще большим потерям.

Рассмотрим потери энергии при парциальном подводе газа. Эти потери можно разделить на три вида: а) вентиляционные потери — потери, связанные с течением в межлопаточных каналах колеса, находящихся вне дуги подвода газа; б) краевые потери — потери, связанные с нестационарностью течения в межлопаточных каналах, находящихся в граничных зонах дуги подвода; в) потери на перетекание газа по осевому зазору в окружном направлении с дуги подвода на участки, не занятые соплами. Рассмотрим последовательно физическую природу этих потерь, хотя подчеркнем, что такое деление в какой-то мере условно.

Опишем вентиляционные потери. При движении лопаток по дуге, не занятой соплами, имеет место перемещение газа лопатками и при этом кромки лопаток трутся о газ. Характер течения в решетке колеса вне дуги подвода зависит от скорости газа, выходящего из сопла. При дозвуковых скоростях может существовать обратное течение газа по межлопаточным каналам колеса при движении их вдоль глухой стенки. Обратное течение газа возникает из-за несимметричности лопаточного профиля, но в основном из-за того, что в активных турбинах в зазоре между колесом и сопловым аппаратом иногда устанавливается давление  $p_1$ , более низкое, чем выходное давление  $p_2$  (рис. 4.44), в результате эжекционного действия струи, вытекающей из сопла. В связи с этим в активных дозвуковых турбинах для уменьшения вентиляционных потерь целесообразно введение небольшой реактивности ( $\rho_T = 0,02 \dots 0,05$ ), при которой могут выровняться давления  $p_1$  и  $p_2$ , несмотря на эжекционное действие струи.

При дозвуковых скоростях истечения из сопла для уменьшения обратных перетеканий газа с выхода колеса на вход по дуге, не занятой соплами, используют козырек  $I$ .

Определим краевые потери. В граничной зоне дуги подвода, в районе точки  $A$  (рис. 4.45) газ, истекающий из сопла, поступает в межлопаточные каналы  $I$ , которые заполнены заторможенным газом (или движущимся с малой скоростью) и передает этому газу часть своей энергии.

Очевидно, процессы заполнения межлопаточных каналов и вытекания заторможенного газа будут периодически повторяться при каждом обороте колеса, и даже в пределах одного оборота, если подвод газа осуществляется несколькими группами сопел. Исходя из этого для снижения краевых потерь сопла в парциальной турбине целесообразно размещать в одном сегменте, а не разносить их по окружности. Правда, несимметричное расположение сопел приводит



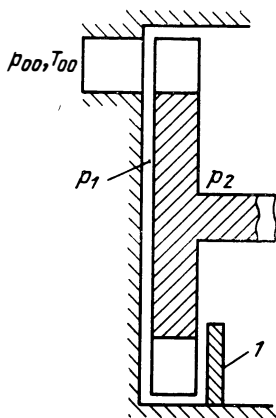


Рис. 4.44. Схема ступени турбины с частичным подводом газа:  
1 — козырек

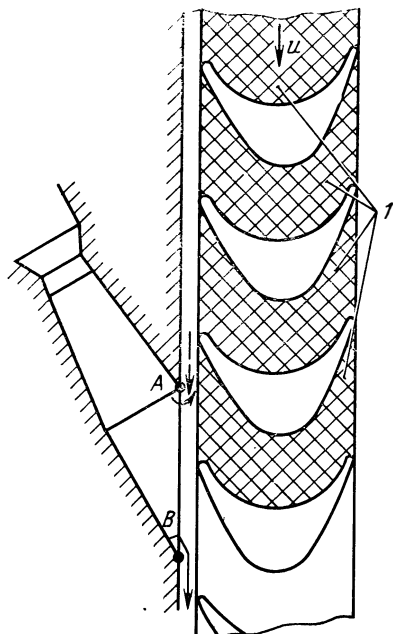


Рис. 4.45. Схема течения газа при частичном подводе

к неравномерному распределению сил, действующих на рабочее колесо, и возникновению радиального усилия (см. разд. 5.5.2.2).

В граничной зоне дуги подвода, в районе точки *B* (см. рис. 4.45) влияние свободной границы потока, истекающего из сопла, приводит к изменению распределения давления на спинке лопатки, перемещающейся в эту зону. Возрастает разрежение на начальном участке спинки, а на остальной ее части возникает отрывное течение.

При парциальном подводе газа наблюдаются потери на перетекание в окружном направлении. Пути утечек показаны на рис. 4.45 стрелками. Введение реактивности ( $\rho_T > 0,05$ ) ведет к увеличению перетекания газа и к резкому снижению КПД. В районе точки *A* направление утечек может меняться за время одного оборота колеса, поэтому одна из стрелок на рис. 4.45 показана пунктиром.

Приведенная картина течения и характер потерь в основном справедливы для любых скоростей. Но при сверхзвуковых скоростях нестационарные системы скачков уплотнения вносят свои особенности. Газ в межлопаточных каналах ускоряется при вхождении каналов в поток, выходящий из сопла, и тормозится при выходе каналов из него. Область высокого давления возникает в том месте межлопаточного канала, где струя высокой скорости сталкивается с заторможенным газом. Высокое давление распространяется в виде ударных волн вдоль межлопаточного канала и отражается в виде волн разрежения от незакрытого конца канала. Возмущения от удара могут распространяться против течения и создавать пульсирующий

фронт скачка уплотнения. Когда межлопаточный канал колеса уходит за пределы сопла, газ в канале начинает внезапно тормозиться, что приводит к возникновению волн разрежения. При этом возрастает перетекание в окружном направлении.

Осевой зазор для парциальной сверхзвуковой турбины нужно выбирать минимально допустимым по условиям сборки и эксплуатации.

Оценить каждый из видов потерь опытным путем сложно, поскольку они взаимосвязаны. Потери, связанные с парциальным подводом, рекомендуется оценивать суммарно по формуле

$$N_{\varepsilon} = 0,015\rho_1 \frac{h_{1,г}}{D_{ср}} \left(1 + 10 \frac{b}{D_{ср}}\right) (1 - \varepsilon) \omega^3 D_{ср}^5, \quad (4.99)$$

где  $N_{\varepsilon}$  — суммарная мощность потерь из-за парциальности подвода.

Формула (4.99) эмпирическая, она соответствует активным ступеням турбин с  $M_{c_1} < 1,8$  с одной группой сопл ( $M_{c_1}$  — число Маха на выходе из сопла). При увеличении групп сопл краевые потери возрастают приблизительно пропорционально числу групп сопл, а вентиляционные потери практически не изменяются. Так как вентиляционные потери и краевые потери соизмеримы, то можно принять, что с увеличением групп сопл суммарная мощность потерь от парциальности возрастает в  $(i_c + 1)/2$ , где  $i_c$  — число групп сопл. В двухступенчатых парциальных турбинах потери от парциальности определяются как сумма потерь в каждой ступени.

### 4.5.3. Механические потери

К механическим потерям относят потери в уплотнениях вала и подшипниках турбины. В турбонасосных агрегатах потери в уплотнениях вала и подшипниках обычно относят к механическим потерям насосов. Поэтому для турбин ТНА механический КПД принимается равным единице.

### 4.5.4. Эффективный мощностной КПД

#### 4.5.4.1. Зависимость эффективного КПД от $u/c_{ад}$

Мощность турбины, передаваемая на вал, т. е. эффективная мощность турбины  $N_T$ , определяется разностью окружной мощности и суммарной мощности потерь ступени. Так как механический КПД турбины ТНА можно принять равным единице, то положим, что эффективная и внутренняя мощность тождественны. Для осевой турбины, имеющей лопатки с бандажом,

$$N_T = (\dot{m} - \dot{m}_y) L_u - N_{тр. д} - N_{тр. б} - N_{\varepsilon}. \quad (4.100)$$

Из формулы (4.100) находим эффективную работу турбины

$$L_T = N_T / \dot{m} = \eta_p L_u - L_{тр. д} - L_{тр. б} - L_{\varepsilon}, \quad (4.101)$$

где  $L_{тр. д} = N_{тр. д} / \dot{m}$ ,  $L_{тр. б} = N_{тр. б} / \dot{m}$ ;  $L_{\varepsilon} = N_{\varepsilon} / \dot{m}$  — соответственно работа трения диска, работа трения бандаж и работа, определяемая потерями, связанными с парциальностью.

Разделив  $L_T$  на  $L_{0ад}$ , определим эффективный мощностной КПД турбины:

$$\eta_T = \eta_u \eta_p - \zeta_{тр.д} - \zeta_{тр.б} - \zeta_\varepsilon, \quad (4.102)$$

$$\text{где} \quad \zeta_{тр.д} = L_{гр.д}/L_{0ад}; \quad \zeta_{тр.б} = L_{тр.б}/L_{0ад}; \quad (4.103)$$

$\zeta_\varepsilon = L_\varepsilon/L_{0ад}$  — коэффициенты потерь ступени.

С помощью соотношений (2.186), (4.99) получим выражения для коэффициентов потерь  $\zeta_{тр.д}$ ,  $\zeta_{тр.б}$ ,  $\zeta_\varepsilon$ . Для этого расход (при отсутствии перекрытий лопаток колеса) выразим через площадь, ометаемую лопатками колеса, и степень парциальности ( $\rho_T = 0$ ):

$$\dot{m} = \varepsilon \rho_1 \pi D_{ср} h_{1л} \varphi c_{ад} \sin \alpha_1. \quad (4.104)$$

Тогда получим

$$\zeta_{тр.д} = 0,32 \frac{C_{тр.д} (1 - h_{1л}/D_{ср})^5}{\varepsilon h_{1л}/D_{ср} \varphi \sin \alpha_1} \left( \frac{u}{c_{ад}} \right)^3; \quad (4.105)$$

$$\zeta_{тр.б} = 5,1 \frac{C_b b \delta / D_{ср} (1 + h_{1л}/D_{ср})^4}{\varepsilon h_{1л}/D_{ср} \varphi \sin \alpha_1} \left( \frac{u}{c_{ад}} \right)^3; \quad (4.106)$$

$$\zeta_\varepsilon = 0,075 \frac{1 + 10b/D_{ср}}{\varphi \sin \alpha_1} \frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \left( \frac{u}{c_{ад}} \right)^3, \quad (4.107)$$

где  $C_{тр.д}$ ,  $C_b$  — коэффициенты трения диска и бандажа;  $b$  — ширина лопатки.

Степень парциальности  $\varepsilon$  и высота лопаток колеса  $h_{1л}$ , входящие в формулы (4.105), ..., (4.107), связаны соотношением (4.63), на основании которого при  $h_{1л} \approx h_c$  можно записать

$$\varepsilon = \frac{\dot{V}_{1ад} \bar{\tau}}{\pi D_{ср} h_{1л} c_{ад} \varphi \sin \alpha_1}, \quad (4.108)$$

$$\text{где} \quad \bar{\tau} = \frac{\rho_{1ад}}{\rho_1} = \frac{\tau(\varphi \lambda c_{ад})}{\tau(\lambda c_{ад})}. \quad (4.109)$$

Выразив адиабатный объемный расход  $\dot{V}_{1ад}$  через  $n_{ст}$ , см. формулу (2.171), запишем соотношение (4.108) в виде

$$\varepsilon = 0,75 \cdot 10^{-6} \frac{\bar{\tau} n_{ст}^2}{h_{1л}/D_{ср} (u/c_{ад})^2 \varphi \sin \alpha_1}. \quad (4.110)$$

Формулы (4.74), (4.77), (4.102), ..., (4.110) позволяют определить эффективный КПД турбины  $\eta_T$  при различных отношениях  $u/c_{ад}$ .

С увеличением  $u/c_{ад}$  сумма коэффициентов  $\zeta_{тр.д}$ ,  $\zeta_{тр.б}$ ,  $\zeta_\varepsilon$  растет по кубической зависимости. На рис. 4.46 представлены также зависимости  $\eta_u$  и  $\eta_T$  от  $u/c_{ад}$ . Видно, что максимум  $\eta_T$  располагается левее по оси абсцисс, чем максимум  $\eta_u$ . Смещение максимума  $\eta_T$  по отношению к максимуму  $\eta_u$  незначи-

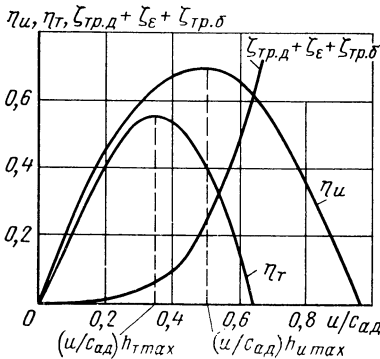


Рис. 4.46. Зависимость окружного КПД, эффективного КПД и суммы коэффициентов потерь ступени от  $u/c_{ад}$  для одноступенчатой активной турбины ( $\eta_p = 1$ )

тельно для турбин с полным подводом ( $\epsilon = 1$ ). Для парциальных турбин смещение существенно и оно тем больше, чем меньше степень парциальности  $\epsilon$ , т. е. чем больше потери, связанные с парциальным подводом.

#### 4.5.4.2. Определение оптимальных степени парциальности и отношения $u/c_{ад}$ одноступенчатой активной турбины

Автономные турбины, а при высоком давлении на входе и предкамерные турбины ЖРД приходится выполнять парциальными ( $\epsilon < 1$ ). Введение парциальности позволяет увеличить высоту сопл и лопаток рабочего колеса, а это приводит к уменьшению концевых потерь в решетке, а также потерь, вызываемых утечками и трением диска. Однако уменьшение  $\epsilon$  ведет к увеличению потерь, связанных с парциальностью и трением бандажа. Поэтому существует такое значение  $\epsilon$ , при котором потери в турбине достигают минимума. Это значение  $\epsilon$  называется оптимальным.

При проектировании парциальной турбины следует выбирать оптимальную степень парциальности  $\epsilon_{opt}$ . Для  $\Delta = 0$  (при использовании «мягких» вставок) выражение для  $\epsilon_{opt}$  найдем с помощью формулы (4.110) из условия  $\eta_T \max$ , т. е.  $d\eta_T/d\epsilon = 0$  (потерями на трение диска и бандажа пренебрегаем):

$$\epsilon_{opt} = n_{ст} \sqrt{\frac{k_2}{k_1} (k_1 k_3 + k_4)}, \quad (4.111)$$

$$\text{где } k_1 = \left[ 1 - 0,23 \left( 1 - \frac{\beta_{1л} + \beta_{2л}}{\pi} \right)^3 \right] [1 - 0,05 (M_{\omega_1} - 1)^2];$$

$$\beta_{1л} = \beta_{2л} = \arctg \frac{\varphi \sin \alpha_1}{\varphi \cos \alpha_1 - u/c_{ад}}; \quad k_2 = 1,25 \cdot 10^{-5} \frac{\bar{t}}{\bar{b} \varphi (u/c_{ад})^2 \sin \alpha_1};$$

$$k_3 = \frac{\bar{t} \bar{b}}{2\pi}; \quad k_4 = 0,04 \frac{1 + 10\bar{b}}{\varphi (\varphi \cos \alpha_1 - u/c_{ад}) \sin \alpha_1} \left( \frac{u}{c_{ад}} \right)^2; \quad \bar{b} = b/D_{ср}; \quad \bar{t} = t/b.$$

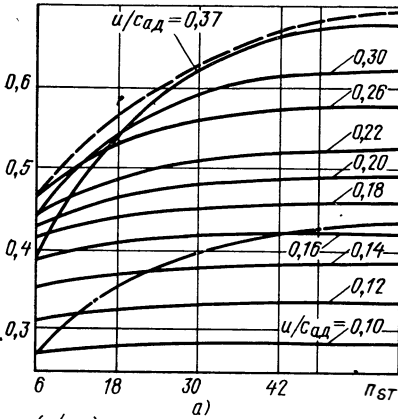
Из формулы (4.111) следует, что увеличение коэффициента быстроходности турбины  $n_{ст}$  приводит к росту оптимальной степени парциальности. Такое влияние  $n_{ст}$  является следствием того, что его увеличение связано с ростом объемного расхода газа и падением адиабатной скорости, см. формулу (2.171). А так как при увеличении объемного расхода газа и при уменьшении его скорости требуется большая площадь выходного сечения сопл, то увеличивается степень парциальности. Увеличение  $n_{ст}$  может быть вызвано увеличением  $\omega$ . А это значит, что при прочих равных условиях ( $u = \text{const}$ ,  $c_{ад} = \text{const}$ ) уменьшается  $D_{ср}$  и  $\epsilon$  опять-таки возрастает.

Увеличение зазора  $\Delta$  приводит к уменьшению  $\epsilon_{opt}$  (увеличению оптимальной длины лопатки колеса). Для определения  $\epsilon_{opt}$  при  $\Delta \neq 0$  следует провести варианты расчеты, задаваясь несколькими значениями  $\epsilon$ . Эти значения выбирают близкими к значению  $\epsilon$ , определенному для  $\Delta = 0$  по формуле (4.111). Оптимальным значением будет то, при котором  $\eta_T$  достигает максимума (при расчетах можно принимать  $C_{1р.д} = 3 \cdot 10^{-3}$ ;  $C_6 = 1,5 \cdot 10^{-3}$ ).

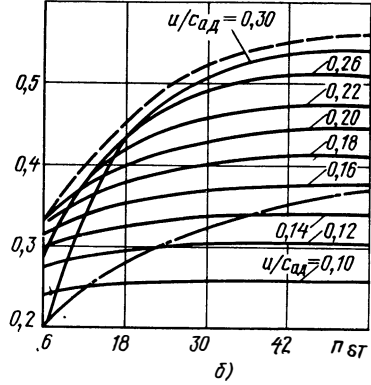
Остановимся на определении оптимального отношения  $(u/c_{ад})_{opt}$ , при котором  $\eta_T$  достигает максимума (рис. 4.47). Эту величину полезно знать при расчете автономной турбины ЖРД, хотя, как правило, расчетное значение  $u/c_{ад}$  автономных турбин меньше оптимального.

Если использовать выражение для оптимальной степени парциальности (4.111) и формулу (4.102), то получим выражение для оптимального (максимального) КПД турбины при оптимальной степени парциальности ( $\Delta = 0$ ). Этот КПД будет зависеть от отношения  $u/c_{ад}$ . При определенном значении  $u/c_{ад}$  оптимальный КПД достигает максимума. Это значение оптимально при  $\epsilon_{opt}$ .

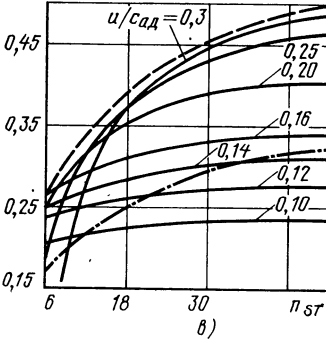
В связи со сложной зависимостью между параметрами найти аналитическое выражение для  $(u/c_{ад})_{opt}$  трудно. Поэтому  $(u/c_{ад})_{opt}$  определяют графически. Для ряда значений  $u/c_{ад}$  находят оптимальную степень парциальности, а затем и оптимальный КПД. По максимуму оптимального КПД определяют  $(u/c_{ад})_{opt}$ .

$\eta_T; (u/c_{ад})_{opt}$ 

a)

 $\eta_T; (u/c_{ад})_{opt}$ 

б)

 $\eta_T; (u/c_{ад})_{opt}$ 

в)

Рис. 4.47. Зависимости  $\eta_{T\ opt}$  (—),  $\eta_{T\ max}$  (---) и  $(u/c_{ад})_{opt}$  (-·-·-) от  $n_{ст}$  для одноступенчатой турбины с бандажом: а —  $\bar{\Delta} = 0$ ; б —  $\bar{\Delta} = 0,01$ ; в —  $\bar{\Delta} = 0,02$ ;  $\bar{\Delta} = \Delta/D_{ср}$

На рис. 4.47 представлены рассчитанные таким образом зависимости  $(u/c_{ад})_{opt}$  от  $n_{ст}$  для активной одноступенчатой турбины с бандажом. Там же приведены зависимости оптимального КПД  $\eta_{T\ opt}$  при  $\epsilon_{opt}$  и максимального КПД  $\eta_{T\ max}$  при  $\epsilon_{opt}$  и  $(u/c_{ад})_{opt}$  от  $n_{ст}$ . Эти зависимости можно использовать при приближенных расчетах активных одноступенчатых турбин с бандажом, имеющих параметры:  $\alpha_1 = 15 \dots 20^\circ$ ;  $M_{\omega_1} < 1,8$ ;  $Re \approx 5 \cdot 10^5$ ;  $\varphi = 0,93 \dots 0,95$ ;  $b = 0,03 \dots 0,05$ ;  $\mu_{зав} = 0,4 \dots 0,6$ ;  $\bar{i} = 0,55 \dots 0,65$ ;  $b_6/b = 1,1 \dots 1,3$ .

Остановимся на анализе зависимостей, приведенных на рис. 4.47, ..., 4.49. Видно, что на параметры турбины и ее эффективность оказывает существенное влияние коэффициент быстроходности турбины  $n_{ст}$ . При увеличении  $n_{ст}$  возрастают КПД турбины  $\eta_{T\ opt}$  и  $(u/c_{ад})_{opt}$ . Следует отметить, что при малых значениях  $u/c_{ад}$  влияние  $n_{ст}$  на оптимальный КПД менее существенно. Это объясняется тем, что при малых значениях  $u/c_{ад}$  главную роль играют потери с выходной скоростью и профильные потери лопаток колеса (большой угол поворота потока). Как и следовало ожидать, с увеличением зазора КПД падает (см. рис. 4.49). К падению КПД приводит увеличение ширины лопаток колеса в основном из-за увеличения вторичных потерь решетки и потерь, связанных с парциальностью. При увеличении  $\bar{b}$  и  $\bar{\Delta} = \Delta/D_{ср}$  оптимальная высота лопатки воз-

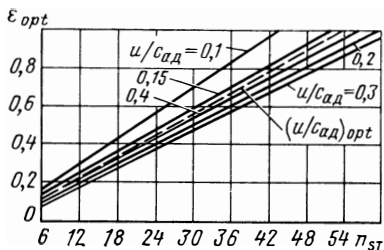
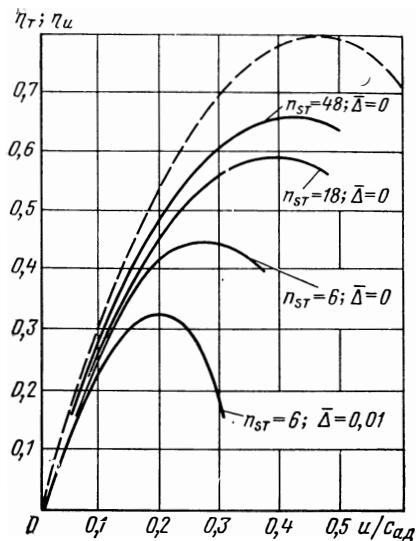


Рис. 4.48. Зависимость оптимальной степени парциальности  $\epsilon_{opt}$  от  $n_{ST}$  и  $u/c_{ад}$  для одноступенчатой активной турбины при  $\bar{b} = 0,04$  и  $\Delta = 0$

Рис. 4.49. Зависимости  $\eta_T$  (—) и  $\eta_u$  (---) одноступенчатой активной турбины от  $u/c_{ад}$  при различных значениях  $n_{ST}$  и  $\bar{\Delta}$  и при  $\alpha_1 = 17^\circ$



растет. В турбинах без бандажа из-за большого влияния зазора на потери оптимальная длина лопатки должна быть больше, а КПД меньше, чем в турбинах с бандажом. При проектировании турбины зависимости, приведенные на рис. 4.47, ..., 4.49, позволяют оценить без проведения подробных расчетов КПД турбины при абсолютной ширине лопатки  $b$  и абсолютном зазоре  $\Delta$ , выбираемых из условий работы конструкции с бандажом.

## 4.6. МНОГУСТУПЕНЧАТЫЕ ТУРБИНЫ

### 4.6.1. Реактивная турбина

В технике широко применяются многоступенчатые турбины. В ЖРД с целью получения легких и простых конструкций стараются применять одноступенчатые турбины, но в ряде случаев и здесь оказывается целесообразным применение многоступенчатых турбин.

Многоступенчатая реактивная турбина представляет собой ряд последовательно установленных реактивных ступеней. На рис. 4.50 схематично показано меридиональное сечение трехступенчатой реактивной турбины и дана развертка цилиндрического сечения, выявляющего форму лопаток. Над меридиональным сечением показано изменение давления газа  $p$  и скорости  $c$  по длине проточной части.

Общий перепад давлений делится между ступенями. В каждой ступени можно обеспечить сравнительно небольшие скорости газа в проточной части. Это уменьшает гидравлические потери и позволяет получить высокий КПД. В соответствии со степенью реактивности изменяется относительная скорость в каналах рабочего колеса.

Высокий КПД является основным преимуществом таких турбин. Выходная кинетическая энергия первой и промежуточной ступеней используется в последующих ступенях. Энергия, подсчитанная по выходной скорости последней ступени, представляет собой потери с выходной скоростью.

Гидравлические потери ступени, переходя в теплоту, повышают температуру газа перед последующей ступенью, таким образом располагаемая работа расширения последующей ступени увеличивается (возврат теплоты). Возможность частичного использования потерь предыдущих ступеней в последующих является преимуществом многоступенчатых реактивных турбин.

На рис. 4.51 изображен процесс в  $i-s$ -диаграмме для трехступенчатой реактивной турбины. На рис. 4.51 показаны адиабатная и окружная работы всей турбины и каждой из ступеней. Индексами I, II, III отмечены параметры первой, второй и третьей ступеней соответственно. Для промежуточной ступени начальной энтальпией следует считать энтальпию газа на выходе из предыдущей ступени, подсчитанную по параметрам заторможенного потока.

Если принять, что адиабатные работы каждой ступени одинаковы ( $L_{0ад i} = L_{0ад/z}$ ), то все ступени будут работать при одинаковом отношении  $u_i/c_{ад i}$ , где  $u_i = u = \text{const}$ ;  $c_{ад i} = \sqrt{2L_{0ад i}}$ . Здесь индексом  $i$  обозначены параметры  $i$ -й ступени. Тогда при одинаковых степенях реактивности окружные КПД ступеней будут одинаковы и, следовательно, будут одинаковы окружные работы ( $L_{ui} = L_{0ад i}\eta_u$ ). Окружная работа турбины, определяемая как сумма работ ступеней,  $L_u = zL_{ui}$ , а коэффициент работы

$$\bar{L}_u = z\bar{L}_{ui} \quad (4.112)$$

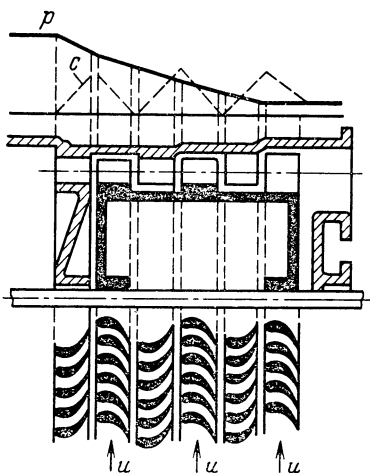


Рис. 4.50. Схема трехступенчатой реактивной турбины

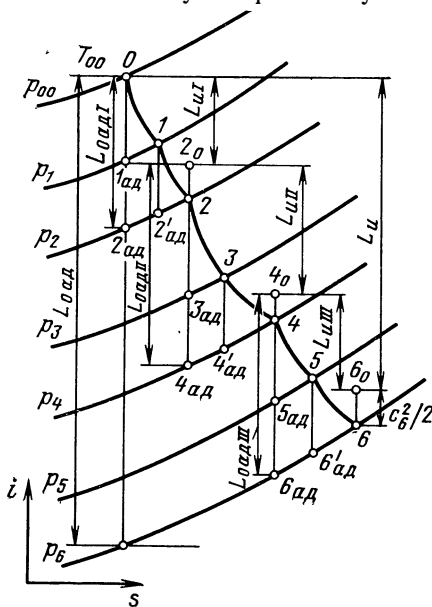


Рис. 4.51.  $i-s$ -диаграмма процесса в трехступенчатой реактивной турбине. Условные обозначения см. на рис. 4.4

В общем случае при отношении  $u/c_{адi}$ , равном отношению скоростей одноступенчатой турбины, коэффициент окружной работы для многоступенчатой турбины в  $z$  раз больше, чем для одноступенчатой турбины с той же степенью реактивности. Важно, что он будет соответствовать меньшему, чем у одноступенчатой турбины, отношению скоростей, подсчитанному по всей адиабатной работе многоступенчатой турбины ( $c_{ад} = \sqrt{2L_{0ад}}$ ):

$$u/c_{адi} = u/(c_{ад} \sqrt{z}). \quad (4.113)$$

При большем числе ступеней многоступенчатая реактивная турбина позволяет получить большую окружную работу, в частности в области малых отношений  $u/c_{ад}$ , что необходимо для турбин ЖРД или при применении рабочего тела с большим содержанием водорода (большая газовая постоянная и, следовательно, большая адиабатная скорость). Увеличение числа ступеней усложняет конструкцию и увеличивает массу турбины, что нежелательно. Помимо этого, многоступенчатой реактивной турбине соответствует большое осевое усилие, действующее на ротор.

## 4.6.2. Активная турбина

### 4.6.2.1. Турбина со ступенями давления

Значительно больший интерес для использования в ЖРД представляют многоступенчатые активные турбины. Их можно подразделить на два вида: активные турбины со ступенями давления и активные турбины со степенями скорости.

Рассмотрим схему устройства активной турбины со ступенями давления и протекание процесса в ней. На рис. 4.52 приведена схема активной турбины с двумя ступенями давления. Такую турбину образуют последовательным сочетанием двух активных ступеней. В сопловом аппарате каждой ступени происходит понижение давления и увеличение скорости.

Изображение процесса в  $i-s$ -диаграмме для такой турбины дано на рис. 4.53. Отмечены отрезки, соответствующие адиабатным и окружным работам всей турбины и отдельных ее ступеней.

Окружной КПД такой турбины определяется соотношением

$$\eta_u = L_u/L_{0ад} = (L_{uI} + L_{uII})/L_{0ад}, \quad (4.114)$$

КПД такой турбины может быть выше, чем КПД одноступенчатой активной турбины, так как скорости в проточной части двухступенчатой турбины будут меньше. Использование выходной скорости первой ступени также повышает КПД турбины. Гидравлические потери в активной турбине со ступенями давления будут больше, чем в реактивной турбине, рассчитанной на ту же степень понижения давления, так как в реактивной турбине скорости течения будут меньше. В активных ступенях давления рабочее колесо не испытывает большого осевого усилия. Конструкция двухступенча-



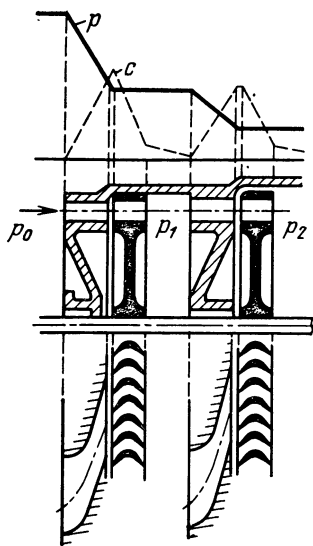


Рис. 4.52. Схема активной турбины с двумя ступенями давления

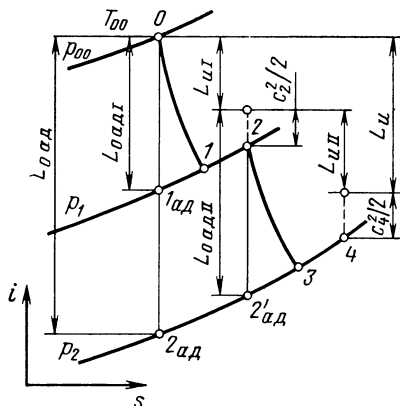


Рис. 4.53.  $i-s$ -диаграмма процесса в активной турбине с двумя ступенями давления. Условные обозначения см. на рис. 4.4

той турбины сложнее, чем конструкция одноступенчатой активной турбины. Кроме того, двухступенчатая турбина имеет большую массу. Недостатком таких турбин является возможность утечки между ступенями.

При равенстве работ каждой ступени, имея в виду, что коэффициент окружной работы для активной ступени  $\bar{L}_{u_i n_{\max}} = 2$  (при  $c_{2u} = 0$ ), получим, что коэффициент окружной работы активной турбины со ступенями давления на режиме осевого выхода из каждой ступени равен удвоенному числу ступеней:

$$\bar{L}_{u_i n_{\max}} = 2z. \quad (4.115)$$

Коэффициент окружной работы для активных турбин со ступенями давления растет пропорционально числу ступеней в первой степени и в два раза превышает коэффициент окружной работы для турбины с реактивными ступенями (на режиме  $c_{2u} = 0$ ), см. формулы (4.112) и (4.115). В области малых отношений  $u/c_{ад}$  активная турбина со ступенями давления позволяет получить большие значения коэффициента работы, чем многоступенчатая реактивная турбина с тем же числом ступеней.

Из многоступенчатых турбин наибольшее распространение в ЖРД получили активные турбины со ступенями скорости. Как показано ниже, эти турбины позволяют получить при том же числе ступеней большее значение коэффициентов работы в области низких значений  $u/c_{ат}$ , чем многоступенчатые реактивные турбины и активные турбины со ступенями давления. Низкие значения  $u/c_{ад}$ , как уже отмечено, соответствуют автономным турбинам ЖРД.

#### 4.6.2.2. Турбина со ступенями скорости

**Процесс в  $i-s$ -диаграмме. Треугольники скоростей. Окружная работа.** Схема активной турбины с двумя ступенями скорости приведена на рис. 4.54. Расширение газа и падение давления происходит только в сопловом аппарате. После рабочих лопаток первого ряда стоят неподвижные лопатки (направляющий аппарат), поворачивающие поток газа так, чтобы он обтекал с благоприятными углами атаки следующий ряд рабочих лопаток. Оба ряда рабочих решеток для облегчения конструкции турбины обычно бывают укреплены на ободе одного диска. Все решетки, кроме решетки соплового аппарата, активного действия. В идеальном случае  $\omega_{1I} = \omega_{2I}$  и  $\omega_{1II} = \omega_{2II}$ .

Во второй ступени используется кинетическая энергия газа, выходящего из первой ступени. Гидравлические потери в такой турбине велики, так как скорости течения газа  $c$  по решеткам большие. Потери с выходной скоростью снижаются по сравнению с потерями в одноступенчатой турбине.

На рис. 4.55 изображен в  $i-s$ -диаграмме процесс в активной турбине с двумя ступенями скорости. Действительный процесс показан линией, соединяющей точки 0, 1, 2, 3, 4. Линия 0—1 соответствует процессу в сопловом аппарате;  $L_\phi$  — потери энергии в сопловом аппарате. Как и для одноступенчатой турбины

$$L_\phi = (1 - \varphi^2) L_{0ад}. \quad (4.116)$$

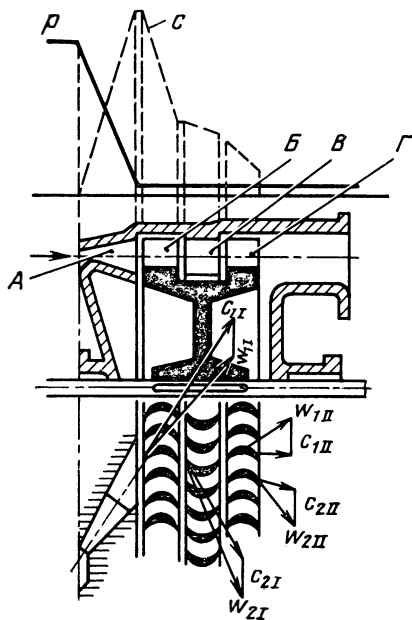


Рис. 4.54. Схема активной турбины с двумя ступенями скорости:

А — сопловой аппарат; Б — 1-й ряд рабочих лопаток; В — неподвижный направляющий аппарат; Г — 2-й ряд рабочих лопаток

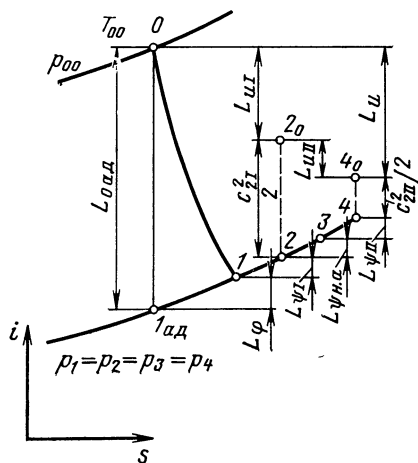


Рис. 4.55.  $i-s$ -диаграмма процесса в активной турбине с двумя ступенями скорости

Процесс в межлопаточных каналах первого ряда рабочих лопаток изображен линией 1—2. Повышение энтальпии  $i_2 - i_1 = L_{\Psi I}$ , где

$$L_{\Psi I} = (1 - \Psi_I^2) \omega_{2ад I}^2 / 2 \quad (4.117)$$

— потери энергии при течении в первом ряду рабочих лопаток.

Линии 2—3 соответствует процесс в направляющем аппарате, т. е. процесс течения газа при постоянном давлении с повышением энтропии вследствие трения. В канале постоянного сечения осуществляется поворот потока. Введем понятие скоростного коэффициента направляющего аппарата  $\Psi_{н. а}$ :

$$\Psi_{н. а} = c_3 / c_{3ад}. \quad (4.118)$$

Получим, что потери энергии при течении в межлопаточных каналах направляющего аппарата

$$L_{\Psi_{н. а}} = (1 - \Psi_{н. а}^2) c_{3ад}^2 / 2. \quad (4.119)$$

Процесс течения по межлопаточным каналам второго ряда рабочих лопаток при постоянном давлении изображается в  $i - s$ -диаграмме линией 3—4. Соответствующая потеря энергии во втором ряду рабочих лопаток обозначена  $L_{\Psi II}$ :

$$L_{\Psi II} = (1 - \Psi_{II}^2) \omega_{2ад II}^2 / 2. \quad (4.120)$$

Окружная работа всей турбины  $L_u$  находится как разность начальной энтальпии  $i_{00}$  и энтальпии в точке 5, соответствующей заторможенному состоянию газа, после рабочих лопаток второй ступени:

$$L_u = i_{00} - i_5.$$

Разность энтальпий  $i_5 - i_4$  соответствует выходной скоростной энергии, которая определяет потери с выходной скоростью всей турбины.

Работа первой ступени определяется по разности начальной энтальпии и энтальпии заторможенного газа на выходе из первой ступени. Выходная энергия  $c_{21}^2 / 2$ , являясь потерей для первой ступени, представляет собой располагаемую энергию для второй ступени.

Работа второй ступени находится как разность энтальпий в точке 2<sub>0</sub> и в точке 5. По существу, установка второй ступени является способом использования энергии выходной скорости первой ступени. Если скорость на выходе из второй ступени достаточно велика, то можно установить еще ряд направляющих и ряд рабочих лопаток. Такая турбина будет трехступенчатой, с тремя ступенями скорости. В ЖРД трехступенчатые турбины обычно не применяются из-за заметного усложнения конструкции и увеличения массы турбины, хотя коэффициент окружной работы  $\bar{L}_u$  такой турбины, как будет показано в дальнейшем, велик.

Построим треугольники скоростей для активной турбины с двумя ступенями скорости (рис. 4.56). Угол наклона струн  $\alpha_1$ , вытекающей

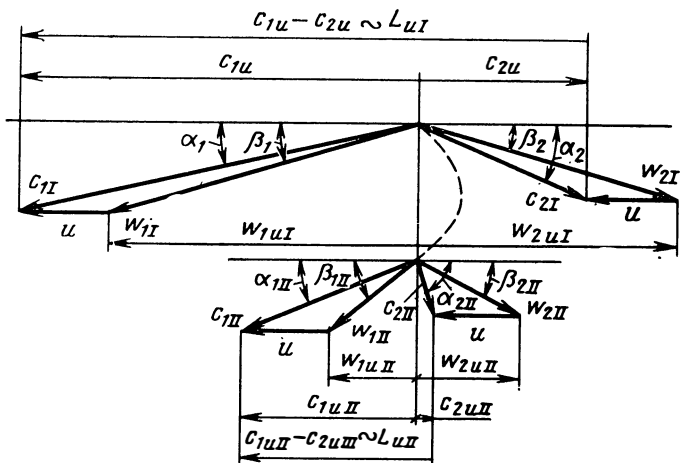


Рис. 4.56. Треугольники скоростей для активной турбины с двумя ступенями скорости:

— — — линия, соответствующая повороту потока в направляющем аппарате

из соплового аппарата, задан. Скорость  $c_{1I}$  определяется по заданной адиабатной работе и скоростному коэффициенту сопловой решетки

$$c_{1I} = \varphi \sqrt{2L_{0ад}}. \quad (4.121)$$

Вычитая векторно из  $c_{1I}$  окружную скорость  $u$ , найдем абсолютное значение и направление скорости  $w_{1I}$ . Входные кромки лопаток должны быть ориентированы в соответствии с углом  $\beta_1$ . В рабочих лопатках первого ряда происходит поворот потока. Выходной угол лопаток равен входному или несколько меньше его. Скорость  $w_{2I}$  меньше  $w_{1I}$  из-за наличия потерь:

$$w_{2I} = \psi_I w_{2ад I}, \quad (4.122)$$

где

$$w_{2ад I} = w_{1I}. \quad (4.123)$$

Скорость на выходе из первой ступени найдется векторным вычитанием окружной скорости  $u$  из  $w_{2I}$ .

Направляющий аппарат поворачивает поток. Углы лопаток направляющего аппарата определяются углом  $\alpha_{2I}$ , который представляет собой угол наклона вектора  $c_{2I}$ . Выходной угол направляющего аппарата выполняется равным входному углу или меньше его для устранения диффузорности течения. По абсолютному значению  $c_{1II}$  меньше, чем  $c_{2I}$  из-за наличия потерь:

$$c_{1II} = \psi_n a c_{2I}. \quad (4.124)$$

Для второй ступени  $c_{1II}$  будет абсолютной скоростью потока на входе. Построение треугольников скоростей для второй ступени производится аналогично построению треугольника скоростей для первой ступени. Профили лопаток второй ступени менее изогнуты, так как они меньше поворачивают поток.

Работа первой ступени будет пропорциональна отрезку  $c_{1uI} - c_{2uI}$ :

$$L_{uI} = u (c_{1uI} - c_{2uI}); \quad (4.125)$$

$$L_{uII} = u (c_{1uII} - c_{2uII}). \quad (4.126)$$

Соответственно окружная работа ступеней может быть подсчитана и по окружным проекциям относительных скоростей:

$$L_{uI} = u (\omega_{1uI} - \omega_{2uI});$$

$$L_{uII} = u (\omega_{1uII} - \omega_{2uII}).$$

Работа всей турбины соответственно

$$L_u = L_{uI} + L_{uII} = u (c_{1uI} - c_{2uI} + c_{1uII} - c_{2uII}) \quad (4.127)$$

или  $L_u = u (\omega_{1uI} - \omega_{2uI} + \omega_{1uII} - \omega_{2uII})$ .

Все окружные проекции скоростей являются векторами.

**Окружной КПД.** Окружной КПД определяется соотношением (4.114). Проведя преобразования, аналогичные преобразованиям при выводе формулы (4.77), и принимая  $\psi_I = \psi_{н.а} = \psi_{II} = \psi$ ;  $\beta_{1I} = \beta_{2I}$ ;  $\beta_{1II} = \beta_{2II}$ , получим

$$\eta_u = 2 \frac{u}{c_{ад}} (1 + \psi) \left[ (1 + \psi^2) \left( \varphi \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_{ад}} \right) - (1 + \psi) \frac{u}{c_{ад}} \right]. \quad (4.128)$$

Взяв первую производную от выражения (4.128) и приравняв ее нулю, при  $\psi = 1$  получим

$$(u/c_{II}) \eta_{u \max} = (\cos \alpha_{II})/4. \quad (4.129)$$

Это же соотношение можно получить из треугольников скоростей, построенных без учета потерь в решетках при  $\beta_{1I} = \beta_{2I}$ ;  $\beta_{1II} = \beta_{2II}$  и осевом выходе из турбины. Для турбины с двумя ступенями скорости такой треугольник скоростей приведен на рис. 4.57.

При указанных условиях ( $\omega_{II} = \omega_{2II}$ ;  $c_{1II} = c_{2I}$ ;  $\omega_{1II} = \omega_{2II}$ ;  $c_{2uII} = 0$ ) из треугольников скоростей получим  $c_{1I} \cos \alpha_{1I} = 4u$ , или

$$(u/c_{1I}) \eta_{u \max} = (\cos \alpha_{1I})/4.$$

Для  $z$  ступеней соответственно получим

$$(u/c_{1I}) \eta_{u \max} = (\cos \alpha_{1I})/(2z). \quad (4.130)$$

На рис. 4.58 приведены расчетные кривые окружного КПД для одноступенчатой активной турбины (I), активной турбины с двумя

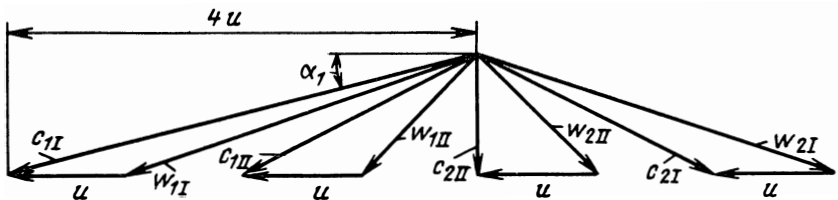
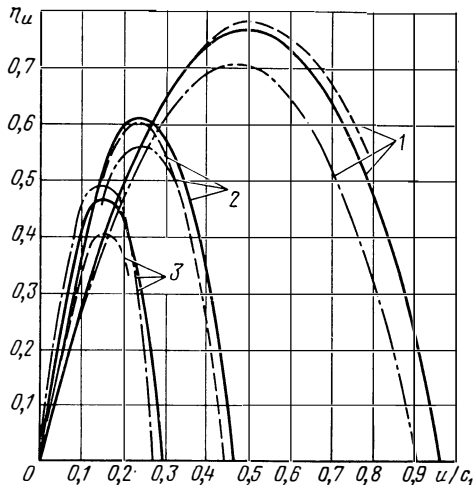


Рис. 4.57. Треугольники скоростей для активной турбины с двумя ступенями скорости с симметричными лопатками, построенные без учета потерь

Рис. 4.58. Зависимости окружного КПД  $\eta_u$  от  $u/c_1$  для активных турбин с различным числом ступеней скорости: — — — —  $\alpha_{II} = 10^\circ$ ; — — — —  $\alpha_{II} = 17^\circ$ ; - · - · -  $\alpha_{II} = 25^\circ$

ступенями скорости (2) и активной турбины с тремя ступенями скорости (3). Кривые рассчитаны для различных углов  $\alpha_{II}$ . Коэффициент  $\varphi$  принят равным 0,95; коэффициент  $\psi$  принят переменным, зависимым от изгиба профиля. Оптимальные значения КПД по  $u/c_1$  с увеличением числа ступеней сдвигаются влево.



Чем больше число ступеней, тем большим можно выбрать угол  $\alpha_{II}$ . Это объясняется тем, что доля потерь с выходной скоростью (определяемой осевой составляющей скорости, зависящей от угла  $\alpha_{II}$ ) снижается с увеличением числа ступеней, а изгиб профиля уменьшается с увеличением угла  $\alpha_{II}$ , следовательно, значение  $\psi$  рабочей решетки растет, что особенно заметно в многоступенчатых турбинах.

**Коэффициент окружной работы.** На рис. 4.59 приведены зависимости коэффициента окружной работы  $\bar{L}_u$  от  $u/c_{ад}$  для активных турбин с одной, двумя и тремя ступенями скорости, рассчитанные по данным, приведенным на рис. 4.58 ( $\alpha_{II} = 25^\circ$ ).

В области малых значений  $u/c_{ад}$ , т. е. в области рабочих режимов автономных турбин ТНА ЖРД, значения коэффициентов окружной работы для многоступенчатых турбин со ступенями скорости значительно превышают значения коэффициентов работы для одноступенчатой активной турбины. Это превышение возрастает с увеличением числа ступеней. Однако из соображений минимального усложнения конструкции и минимального увеличения массы число ступеней не делают больше двух.

По зависимостям, приведенным на рис. 4.60, можно сравнить коэффициенты окружной работы двухступенчатых турбин. При малых значениях  $u/c_{ад}$ , свойственных автономным турбинам, преимущество имеет турбина со ступенями скорости, поэтому этот тип двухступенчатой турбины нашел применение в ТНА ЖРД.

Из рис. 4.57 следует, что для идеальной активной турбины с двумя ступенями скорости  $(L_u)_{\eta_{u \max}} = 8u^2$ , а  $(\bar{L}_u)_{\eta_{u \max}} = 8$ .

**Эффективный КПД активной турбины с двумя ступенями скорости.** Эффективную мощность активной турбины с двумя ступенями скорости можно представить как сумму эффективных мощностей первой  $N_I$  и второй  $N_{II}$  ступеней:

$$N_1 = N_I + N_{II}.$$

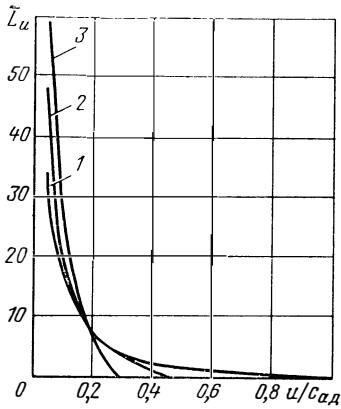


Рис. 4.59. Зависимости коэффициента окружной работы  $\bar{L}_u$  от  $u/c_{ад}$  для турбин с различным числом ступеней скорости:

1 — одноступенчатая турбина; 2 — турбина с двумя ступенями; 3 — турбина с тремя ступенями

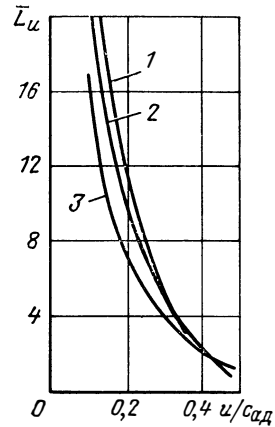


Рис. 4.60. Зависимости коэффициента окружной работы  $\bar{L}_u$  от  $u/c_{ад}$  для двухступенчатых турбин:

1 — активная турбина со ступенями скорости; 2 — активная турбина со ступенями давления; 3 — реактивная турбина ( $p_T = 0,5$ )

Мощности  $N_I$  и  $N_{II}$  можно выразить следующим образом:

$$N_I = (\dot{m} - \dot{m}_{yI}) L_{uI} - N_{тр. д I} - N_{тр. б I} - N_{\epsilon I};$$

$$N_{II} = (\dot{m} - \dot{m}_{yII}) L_{uII} - N_{тр. д II} - N_{тр. б II} - N_{\epsilon II}.$$

Если ступени выполнены с одинаковой степенью парциальности  $\epsilon$  и имеют одинаковые средний диаметр, ширину и высоту лопатки колеса и ширину бандажа, то, пренебрегая различием в плотностях газа, можно записать (при двух дисках), что

$$N_{тр. д I} = N_{тр. д II} = N_{тр. д}; \quad N_{тр. б I} = N_{тр. б II} = N_{тр. б}; \quad N_{\epsilon I} = N_{\epsilon II} = N_{\epsilon}.$$

Тогда, принимая утечки в первой и второй ступенях одинаковыми, получим

$$N_T = (\dot{m} - m_y) L_u - 2N_{тр. д} - 2N_{тр. б} - 2N_{\epsilon}, \quad (4.131)$$

где  $L_u = L_{uI} + L_{uII}$ .

Разделив соотношение (4.131) на  $\dot{m}L_{0ад}$ , получим выражение для эффективного КПД двухступенчатой турбины со ступенями скорости:

$$\eta_h = \eta_p \eta_u - 2\zeta_{тр. д} - 2\zeta_{тр. б} - 2\zeta_{\epsilon}, \quad (4.132)$$

где  $\eta_p$  — расходный КПД, определяемый с помощью формулы (4.90);  $\eta_u$  — окружной КПД, определяемый по формуле (4.128);  $\zeta$  — коэффициенты потерь, подсчитанные по формулам (4.105), (4.106) и (4.107).

Выражение (4.132) аналогично формуле (4.102) для эффективного КПД одноступенчатой активной турбины. Так же как и для одноступенчатой турбины, потери, связанные с утечками, потери на трение диска и бандажа и потери, связанные с парциальностью,

смещают максимум эффективного КПД от максимума окружного КПД в сторону меньших значений  $u/c_{ад}$ . Смещение тем больше, чем меньше степень парциальности  $e$ .

С увеличением высоты лопатки КПД решетки (в результате снижения вторичных потерь) и расходный КПД турбины  $\eta_p$  возрастают, а потери на парциальность увеличиваются, так как  $e$  уменьшается. Поэтому, как и для одноступенчатой турбины (см. разд. 4.5.4.2), должна существовать оптимальная степень парциальности, при которой эффективный КПД будет максимальным.

Мощность второй ступени составляет меньшую часть мощности турбины. Большая часть мощности приходится на первую ступень. Поэтому оптимальная высота лопатки (оптимальная степень парциальности) определяется в основном первой ступенью (принимаем высоту лопаток первой и второй ступеней одинаковой).

Для определения оптимальной степени парциальности двухступенчатой турбины следует провести, как и для одноступенчатой турбины, варианты расчеты (при разных значениях  $n_{ст}$ ) с использованием формул (4.105), ..., (4.110), (4.128), (4.132).

На рис. 4.61 представлены значения оптимального КПД  $\eta_{т\text{opt}}$  при  $e_{opt}$ , максимального КПД  $\eta_{т\text{max}}$  при  $e_{opt}$  и  $(u/c_{ад})_{opt}$  и оптимального отношения  $u/c_{ад}$  для активной двухступенчатой турбины со ступенями скорости, рассчитанные так же, как для одноступенчатой турбины. Эти зависимости можно использовать при приближенных расчетах при  $\alpha_{11} = 13 \dots 15^\circ$ ;  $M_{\omega_{11}} \leq 1,8$ ;  $Re \approx 5 \cdot 10^5$ ;  $\varphi = 0,93 \dots 0,95$ ;  $b = 0,03 \dots 0,05$ ;  $\mu_{\text{вз}} = 0,4 \dots 0,6$ ;  $t = 0,55 \dots 0,65$ .

На рис. 4.61 видно, что увеличение  $n_{ст}$  ведет к повышению КПД турбины. Причем увеличение КПД больше при больших значениях  $u/c_{ад}$ . Таким образом, влияние изменения  $n_{ст}$  на работу двухступенчатой турбины аналогично его влиянию на работу одноступенчатой активной турбины (см. разд. 4.5.4.2).

На рис. 4.62 представлены расчетные зависимости  $\eta_u$ ,  $\eta_t$  и  $L_t$  при  $e_{opt}$  для одноступенчатой активной турбины и двухступенчатой активной турбины со ступенями скорости от  $u/c_{ад}$ .

Максимальное значение эффективного КПД парциальной двухступенчатой турбины со ступенями скорости при малых  $n_{ст}$  может быть близким к значению максимального эффективного КПД парциальной одноступенчатой активной турбины (или даже быть больше его). Это объясняется тем, что коэффициенты потерь  $\zeta_e$ ,  $\zeta_{тр.д}$  и  $\zeta_{тр.б}$  (дисковые потери) на оптимальном режиме двухступенчатой турбины меньше, чем на оптимальном режиме одноступенчатой турбины. Коэффициенты  $\zeta_e$ ,  $\zeta_{тр.д}$  и  $\zeta_{тр.б}$  уменьшаются пропорционально кубу отношения  $u/c_{ад}$ , см. формулы (4.105), ..., (4.107).

Оптимальные режимы двухступенчатой и одноступенчатой турбин отличаются по  $u/c_{ад}$  примерно в два раза. Поэтому значения коэффициентов  $\zeta_e$ ,  $\zeta_{тр.д}$  и  $\zeta_{тр.б}$  на оптимальном режиме для двухступенчатой турбины примерно в восемь раз меньше, чем для одноступенчатой. Принимая во внимание, что двухступенчатая турбина имеет два рабочих венца, получим, что относительная величина дисковых потерь в двухступенчатой турбине на оптимальном режиме примерно в четыре раза меньше, чем в одноступенчатой.

Уменьшение дисковых потерь может компенсировать уменьшение окружного КПД двухступенчатой турбины по сравнению с его значением для одноступенчатой турбины. При этом разница между максимальными КПД двухступенчатой и одноступенчатой турбин становится небольшой или даже максимальный КПД двухступенчатой турбины превышает максимальный КПД одноступенчатой турбины. Это особенно проявляется при малых значениях  $n_{ст}$ , когда степень парциальности мала, см. формулу (4.111), и поэтому относительная величина дисковых потерь велика.

Из графиков, приведенных на рис. 4.62, следует, что при малых значениях  $u/c_{ад}$  двухступенчатая турбина со ступенями скорости имеет больший коэффициент эффективной работы, чем одноступенчатая активная турбина. Расчеты показывают,



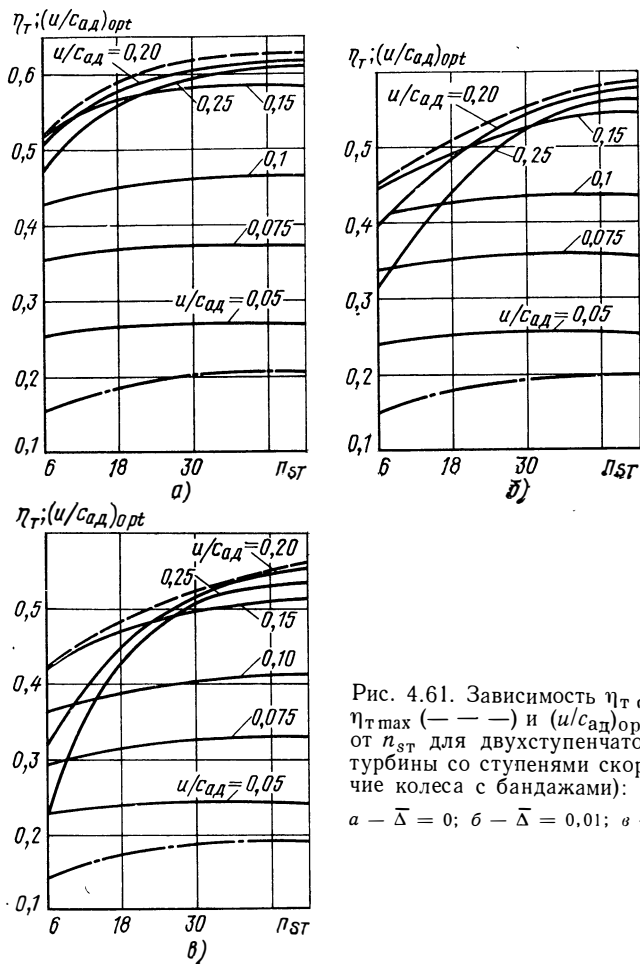


Рис. 4.61. Зависимость  $\eta_{T \text{ opt}}$  (—),  $\eta_{T \text{ max}}$  (---) и  $(u/c_{ад})_{\text{opt}}$  (-·-·-) от  $n_{\text{СТ}}$  для двухступенчатой активной турбины со ступенями скорости (рабочие колеса с бандажами):  
 $a - \bar{\Delta} = 0$ ;  $б - \bar{\Delta} = 0,01$ ;  $в - \bar{\Delta} = 0,02$

что преимущества двухступенчатой турбины проявляются при  $u/c_{ад} < 0,2$  (меньшие значения соответствуют меньшим  $n_{\text{СТ}}$  и большим  $\bar{\Delta}$ ). Поэтому в указанной области значений  $u/c_{ад}$  в качестве автономных турбин ЖРД предпочтительнее применение двухступенчатых турбин со ступенями скорости, чем активных одноступенчатых турбин. Это имеет существенное значение при применении в качестве рабочего тела турбины водорода.

#### 4.6.2.3. Одновенечные многоступенчатые активные парциальные турбины

Одновенечные активные турбины с малой степенью парциальности могут быть выполнены в виде турбин со ступенями скорости и турбин со ступенями давления.

Конструктивная схема одновенечной активной турбины с двумя ступенями скорости приведена на рис. 4.63. Роль направляющего аппарата в этой турбине играет поворотный канал 1. КПД ее низок из-за больших гидравлических потерь в поворотном канале и утечек в осевых зазорах  $\Delta_z$ . При малых степенях парциальности она все-таки может иметь преимущество перед обычной турбиной с двумя

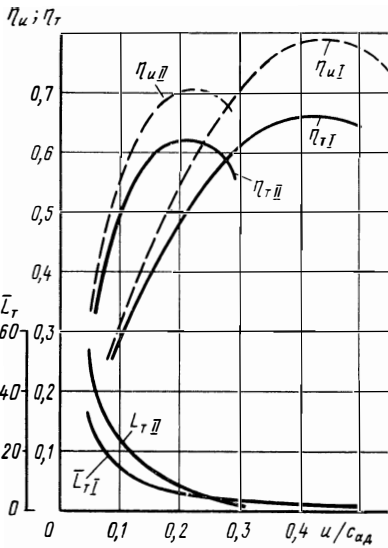


Рис. 4.62. Зависимости окружного КПД  $\eta_u$ , эффективного КПД  $\eta_r$  и коэффициента эффективной работы  $\bar{L}_T$  от  $u/c_{ад}$  для одноступенчатой активной турбины (индекс I) и двухступенчатой активной турбины со ступенями скорости (индекс II) при  $n_{сТ} = 48$ .

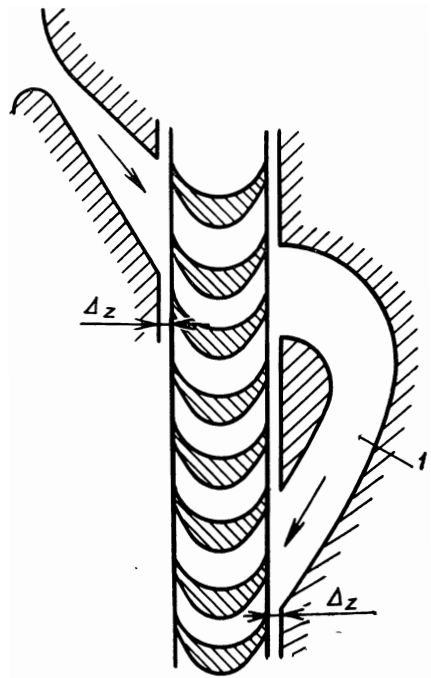


Рис. 4.63. Схема одновенечной активной турбины с двумя ступенями скорости:

1 — поворотный канал

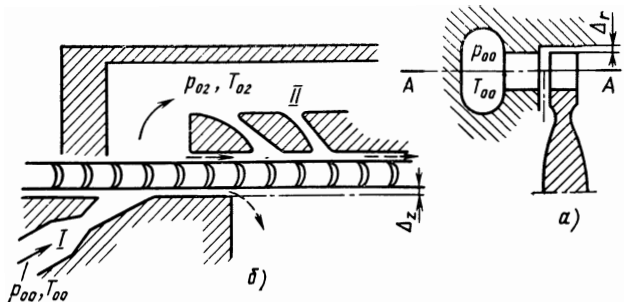
ступенями скорости, так как потери, связанные с парциальным подводом, в ней будут меньше, кроме того, эта турбина имеет меньшую массу.

При особенно малых степенях парциальности одновенечная турбина может быть выполнена с тройным подводом газа, т. е. в виде турбины с тремя ступенями скорости.

При больших степенях понижения давления ( $\delta > 100$ ) и малой степени парциальности можно использовать одновенечные турбины со ступенями давления. Конструктивная схема такой турбины приведена на рис. 4.64. Пунктирными линиями со стрел-

Рис. 4.64. Схема одновенечной активной турбины с двумя ступенями давления

*a* — меридиональное сечение; *b* — развернутое сечение цилиндра с образующей *A—A*; *I* — сопловой аппарат первой ступени; *II* — сопловой аппарат второй ступени



ками обозначены возможные направления утечек. Существенным недостатком этой турбины является большая утечка рабочего тела через осевой  $\Delta_z$  и радиальный  $\Delta_r$  зазоры. Зазоры приходится выполнять чрезвычайно малыми, что связано со значительными трудностями.

### 4.6.3. Биротативные турбины

#### 4.6.3.1. Активная турбина с двумя ступенями скорости

В разд. 4.6.2 были рассмотрены многоступенчатые турбины, в которых рабочие лопатки всех ступеней вращаются с одинаковой (по абсолютному значению и направлению) угловой скоростью. Но в ТНА ЖРД целесообразно иметь разные угловые скорости для насосов, перекачивающих окислитель, и для насосов, перекачивающих горючее. Насосом для окислителей в связи с кавитацией обычно следует задавать меньшие угловые скорости, чем насосам для горючего. Выполнение насоса для горючего с большей угловой скоростью, чем угловая скорость насоса для окислителя, позволяет уменьшить его размеры и массу.

Особенно целесообразно проектировать насос для горючего с большой угловой скоростью при использовании в качестве горючего жидкого водорода. В связи с малой плотностью водорода при малой угловой скорости размеры насоса получаются значительными. Термодинамические свойства водорода благоприятно влияют на антикавитационные качества насоса, допуская повышение его угловой скорости.

Если насосы для окислителя и для горючего имеют разные угловые скорости, то привод каждого из них можно осуществить от отдельной турбины, т. е. в ТНА будет две турбины. Однако приводить насосы можно и от разных ступеней одной и той же турбины ЖРД. Активная турбина со ступенями скорости легко может быть выполнена как турбина с разными угловыми скоростями рабочих колес. Рабочие колеса первой и второй ступеней в такой турбине должны иметь разные валы. Между ступенями осуществляется только гидравлическая связь, поскольку в них используется одно и то же рабочее тело. Практически, допустив разные угловые скорости рабочих лопаток первой и второй ступеней, целесообразно допустить и их вращение в разные стороны. При такой кинематической схеме отпадает необходимость иметь направляющий аппарат между ступенями.

Турбины с разным направлением вращения рабочих лопаток ступеней без промежуточного направляющего аппарата будем называть биротативными. На рис. 4.65 приведена схема активной биротативной турбины с двумя ступенями скорости. Совмещенные треугольники

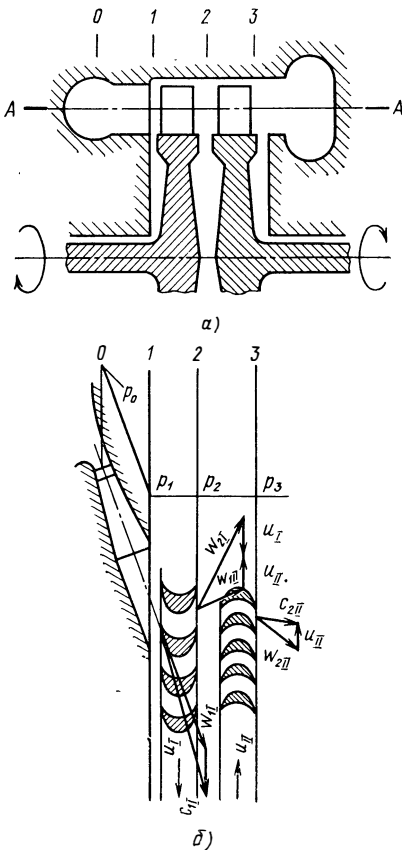


Рис. 4.65. Схема активной биротативной турбины с двумя ступенями скорости: а — меридиональное сечение; б — развернутое сечение цилиндром с образующей А—А

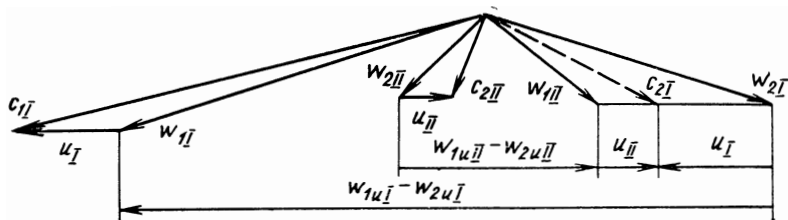


Рис. 4.66. Совмещенные треугольники скоростей для активной биротативной турбины с двумя ступенями скорости

скоростей для такой турбины приведены на рис. 4.66. Относительная скорость на входе во второй ряд рабочих лопаток  $w_{1II}$  определяется вычитанием из вектора  $w_{2I}$  суммы векторов  $u_I$  и  $u_{II}$ .

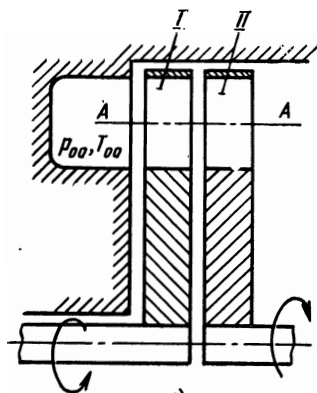
Пунктиром показана абсолютная скорость в зазоре. Работа первой ступени находится из формулы

$$L_{uI} = u_I (w_{1uI} - w_{2uI})$$

а работа второй ступени — из формулы

$$L_{uII} = u_{II} (w_{1uII} - w_{2uII}).$$

Векторные разности  $\vec{w}_{1uI} - \vec{w}_{2uI}$  и  $\vec{w}_{1uII} - \vec{w}_{2uII}$  показаны на рис. 4.66. Биротативная активная турбина применена, например, в ТНА ЖРД с тягой 100 кН (Япония) для подачи водорода и кислорода.



#### 4.6.3.2. Реактивно-активная турбина

Допустив возможность привода насосов от разных валов, можно применить турбину, у которой сопловой аппарат вращается и развивает крутящий момент (рис. 4.67). Эта турбина образована из активной одноступенчатой турбины путем установки сопловой решетки на вращающееся колесо. По принципу действия турбина, изображенная на рис. 4.67, является реактивно-активной двухступенчатой (так как она имеет два рабочих колеса) биротативной.

Изменение давления газа по длине проточной части также показано на рис. 4.67, там же нанесены и треугольники скоростей. Газ на входе в первую решетку имеет абсолютную скорость  $c_0$  и относительную скорость  $w_0$ . В каналах этой решетки происходит преобразование потенциальной энергии и разгон потока

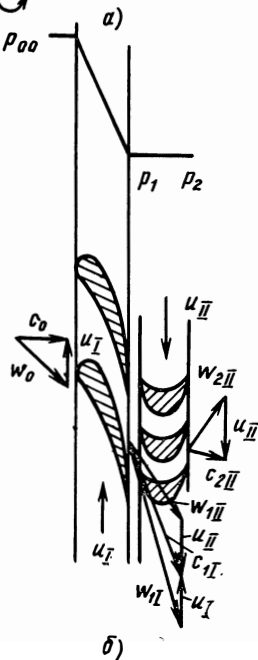


Рис. 4.67. Схема реактивно-активной биротативной турбины:

*a* — меридиональное сечение; *б* — развернутое сечение цилиндром с образующей *A—A*; *I* — вращающаяся лопаточная решетка, выполняющая роль соплового аппарата и рабочей решетки первой ступени; *II* — рабочая решетка второй ступени

до скорости  $\omega_{I1}$ . Во вторую рабочую решетку газ поступает со значительно меньшей скоростью  $\omega_{II1}$ , так как она является векторной разностью  $\vec{\omega}_{I1}$  и  $\vec{u}_I - \vec{u}_{II}$ . В этом и заключается одно из важнейших положительных свойств данной турбины. При сверхзвуковых скоростях истечения из первого ряда лопаток на входе во второй ряд могут быть дозвуковые скорости. При этом волновые потери при обтекании лопаток будут отсутствовать.

Работа колеса первой ступени определяется по формуле

$$L_{u I} = u_I (\omega_{0u I} - \omega_{1u I}) = u_I \Delta \omega_{u I},$$

работа колеса второй ступени — по формуле

$$L_{u II} = u_{II} (\omega_{1u II} - \omega_{2u II}) = u_{II} \Delta \omega_{u II},$$

По сравнению с максимумом КПД активной турбины с двумя ступенями скорости максимум КПД реактивно-активной турбины смещен вправо по  $u/c_1$  (для биротативной турбины — по  $u/\omega_{1I}$ ). У такой турбины КПД больше, чем у активной турбины с двумя ступенями скорости, в том числе и для биротативной, так как число рядов лопаточных решеток минимально и скорость на входе в активную решетку минимальна.

Применение реактивно-активной турбины ограничивается тем, что такая турбина, как всякая реактивная турбина, будет эффективно работать лишь при полном подводе газа, т. е. при  $\epsilon = 1$ . Это означает, что такая турбина может быть применена только для больших расходов. Для турбин с большим отношением давлений большой расход обуславливает большую мощность, следовательно, такие турбины могут быть применены в ТНА двигателей с большими тягами.

Реактивно-активная биротативная турбина может выполняться с любым числом ступеней, в частности, с любым числом ступеней скорости.

## 4.7. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТУРБИНЫ

### 4.7.1. Виды характеристик

Зависимости работы, КПД, мощности турбины или производных от них величин от какого-либо независимого параметра, определяющего режим турбины, называют энергетическими характеристиками турбины. Эти характеристики используются при решении задач регулирования ЖРД.

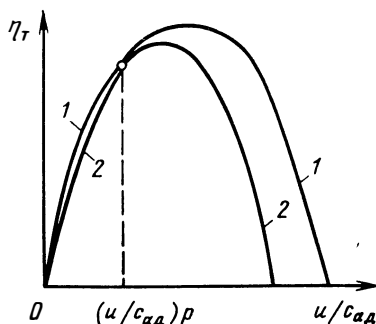
В качестве независимого переменного выбирают параметр, резко меняющий режим турбины (например,  $u/c_{ад}$ ), или параметр, на который воздействует регулирующий орган (например, начальное давление, частота вращения и т. п.).

Рассмотренная ранее зависимость  $\eta_T = f(u/c_{ад})$  (см. рис. 4.46) для активных одноступенчатых турбин является характеристикой серии турбин, имеющих разные расчетные значения  $u/c_{ад}$ , так как при каждом значении  $u/c_{ад}$  мы полагаем, что углы потока равны углам лопатки и что углы лопаток меняются в соответствии с режимом, см. формулы (4.54)—(4.56).

Для данной турбины остаются постоянными углы  $\beta_{1л}$  и  $\beta_{2л}$  и изменяется угол атаки, что увеличивает потери в решетке. Поэтому характеристики  $\eta_T = f(u/c_{ад})$  для данной турбины и для серии турбин не совпадают, хотя имеют общую точку (рис. 4.68). Зависимость КПД от  $u/c_{ад}$  для данной турбины идет ниже, чем зависимость КПД для серии турбин, у которых каждая точка по  $u/c_{ад}$  является расчет-

Рис. 4.68. Зависимость эффективного КПД  $\eta_T$  от  $u/c_{ад}$  для серии турбин (1) и для данной турбины (2):

$(u/c_{ад})_p$  — расчетный режим для данной турбины



ной. На рис. 4.69 в качестве примера приведены треугольники скоростей для двух активных ступеней с различными расчетными значениями  $u/c_{ад}$  (разные  $u$ ,  $c_{ад} = idem$ ). Рабочие лопатки ступеней имеют разные углы, определяемые углами потока  $\beta$ . Для заданной турбины с выбранными для расчетного значения  $u/c_{ад}$  углами лопаток другой режим по  $u/c_{ад}$  будет уже нерасчетным и коэффициент потерь увеличится, а следовательно, и КПД будет меньше.

В разд. 2.11.3 показано, что для геометрически подобных турбин при автомодельных числах  $Re > 10^5$  существует связь между критериями, характеризующими эффективность турбины, и режимными критериями:

$$L_u \bar{m}, \bar{N}_T, \eta_i = f(u/c_{ад}, \lambda_{с_{ад}}, k). \quad (4.133)$$

Для турбин ТНА механический КПД принимается равным единице (см. разд. 4.5.3), поэтому значения внутреннего КПД и внутренней мощности, для которых была получена зависимость (4.133), будут соответственно равны значениям эффективных КПД и мощности. Из зависимости (4.133) для одной и той же турбины найдем связь расхода, мощности и КПД с режимом работы.

Выражения для критериев можно упростить. Так как критерии можно умножать (делить) друг на друга, получая новые критерии, то, умножив  $\bar{m}$  и  $\bar{N}_T$  на  $u/c_{ад}$  и  $\lambda_{с_{ад}} = c_{ад}/a_{кр}$  и имея в виду, что

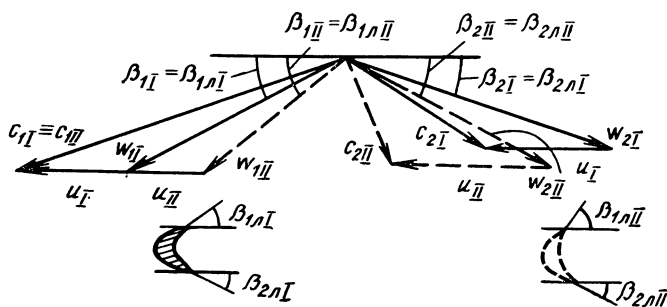


Рис. 4.69. Треугольники скоростей и профили лопаток для двух активных ступеней с различными расчетными значениями  $u/c_{ад}$  и одинаковыми адиабатными работами:

— — — — —  $u_{II}$ ; - - - - -  $u_I$

$\rho_{00} = p_{00}/RT_{00}$ , получим вместо  $\bar{m}$  и  $\bar{N}_T$  следующие критерии:

$$\bar{m}' = \frac{\dot{m} \sqrt{RT_{00}}}{2 \sqrt{2 \frac{k}{k+1} \cdot p_{00} D_{cp}^2}}; \quad \bar{N}'_T = \frac{N_T \sqrt{RT_{00}}}{2 \sqrt{2 \frac{k}{k+1} \cdot p_{00} \omega^2 D_{cp}^4}}.$$

Для одного и того же газа ( $k = \text{const}$ ,  $R = \text{const}$ ) и одной и той же турбины ( $D_{cp} = \text{const}$ ) можно записать вместо критериев комплексы, составленные из непосредственно определяемых в опытах физических параметров:

$$\bar{m}' \sim \dot{m} \sqrt{T_{00}}/p_{00} \quad \text{и} \quad \bar{N}'_T \sim N_T \sqrt{T_{00}}/(p_{00} \omega^2).$$

Критерий  $\lambda_{c_{ад}}$  можно рассчитать по формуле

$$\lambda_{c_{ад}} = \frac{c_{ад}}{a_{кр}} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1} (1 - 1/\delta^{(k-1)/k})}. \quad (4.134)$$

Из формулы (4.134) следует, что при  $k = \text{const}$  вместо  $\lambda_{c_{ад}}$  можно воспользоваться степенью понижения давления в турбине  $\delta$ . Критерий кинематического подобия

$$\frac{u}{c_{ад}} = \frac{\omega D_{cp}}{2 \sqrt{2 \frac{k}{k-1} RT_{00} (1 - 1/\delta^{(k-1)/k})}}. \quad (4.135)$$

Исключая постоянные  $k$ ,  $R$  и  $D_{cp}$ , получим

$$\frac{u}{c_{ад}} \sim \frac{\omega}{\sqrt{T_{00} (1 - 1/\delta^{(k-1)/k})}}. \quad (4.136)$$

При  $\delta = \text{const}$   $u/c_{ад} \sim \omega/\sqrt{T_{00}}$ . Комплекс  $\omega/\sqrt{T_{00}}$  носит название приведенной угловой скорости.

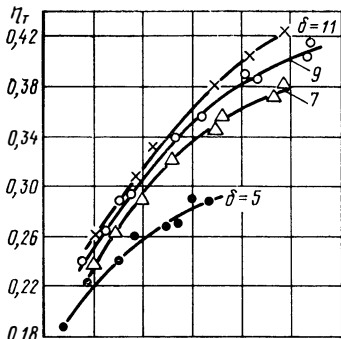
После преобразования зависимость (4.133) для данной турбины, работающей на определенном газе ( $k = \text{const}$ ,  $R = \text{const}$ ), примет вид

$$\dot{m} \sqrt{T_{00}}/p_{00}; \quad N_T \sqrt{T_{00}}/(p_{00} \omega^2); \quad \eta_T = f(\omega/\sqrt{T_{00}}, \delta). \quad (4.137)$$

Зависимости приведенных расхода  $\dot{m} \sqrt{T_{00}}/p_{00}$  и мощности  $N_T \sqrt{T_{00}}/(p_{00} \omega^2)$  от приведенной угловой скорости при ряде постоянных значений  $\delta$  называются соответственно расходной и мощностной характеристиками турбины. Зависимость КПД от приведенной угловой скорости при различных  $\delta$  характеризует экономичность турбины.

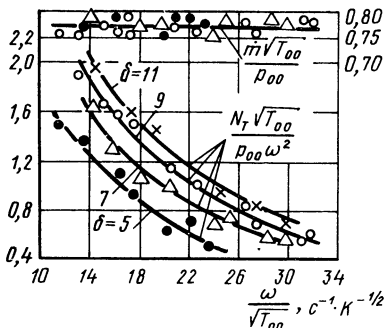
На рис. 4.70, а представлены энергетические характеристики активной турбины. Степень понижения давления  $\delta = 11$  расчетная. Приведенный расход  $\dot{m} \sqrt{T_{00}}/p_{00}$  не зависит от степени понижения давления  $\delta$  и приведенной угловой скорости, так как при сверхзвуковом перепаде давлений расход  $\dot{m}$  определяется только давлением  $p_{00}$  и температурой  $T_{00}$ . При этом  $p_{00}$  и  $T_{00}$  не влияют и на комплекс  $\dot{m} \sqrt{T_{00}}/p_{00}$  [см. формулу (4.41)].

КПД турбины  $\eta_T$  возрастает с увеличением  $\omega/\sqrt{T_{00}}$  (экспериментальные значения  $\omega/\sqrt{T_{00}}$  соответствуют области значений  $u/c_{ад}$ ,

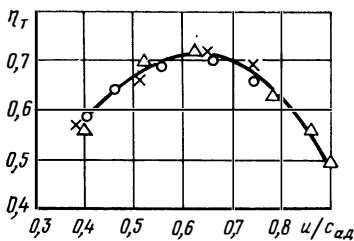


$$\frac{N_T \sqrt{T_{00}}}{P_{00} \omega^2} \cdot 10^5, \quad \frac{\dot{m} \sqrt{T_{00}}}{P_{00}} \cdot 10^5,$$

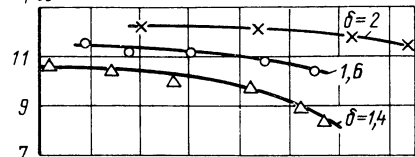
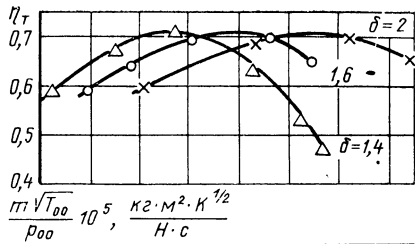
$$\frac{\text{Вт} \cdot \text{М}^2 \cdot \text{с}^2 \cdot \text{К}^{1/2}}{\text{Н}}, \quad \frac{\text{кг} \cdot \text{М}^2 \cdot \text{К}^{1/2}}{\text{Н} \cdot \text{с}}$$



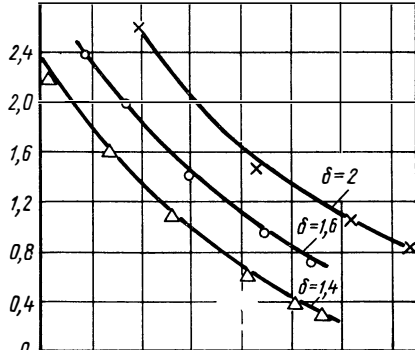
а)



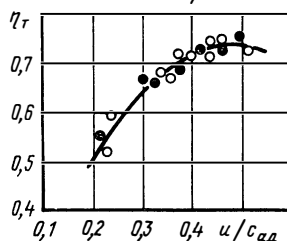
б)



$$\frac{N_T \sqrt{T_{00}}}{P_{00} \omega^2} \cdot 10^6, \quad \frac{\text{Вт} \cdot \text{М}^2 \cdot \text{с}^2 \cdot \text{К}^{1/2}}{\text{Н}}$$



б)



в)

Рис. 4.70. Энергетические характеристики турбин:

а — энергетические характеристики высокоперепадной активной одноступенчатой турбины ( $\varepsilon = 0,3$ ; модельный газ — дихлорметан); б — энергетические характеристики низкоперепадной радиально-осевой турбины (модельный газ — воздух); в — зависимость КПД низкоперепадной радиально-осевой турбины от  $u/c_{ад}$  (модельный газ — воздух):  $\times$  —  $\delta = 2$ ;  $\circ$  —  $\delta = 1,6$ ;  $\triangle$  —  $\delta = 1,4$ ; г — зависимость КПД от  $u/c_{ад}$  для низкоперепадной осевой турбины с малой степенью реактивности (модельный газ — дихлорметан):  $\circ$  —  $\delta = 1,8$ ;  $\bullet$  —  $\delta = 1,4$



меньших оптимального), так как при этом уменьшаются потери с выходной скоростью. Максимальный уровень КПД соответствует расчетному значению  $\delta_p$ . При отклонении  $\delta$  от расчетного значения КПД, как правило, падает, так как возрастают потери в сопловом аппарате (из-за того, что течение становится нерасчетным) и увеличиваются потери из-за отклонения угла атаки от расчетного.

С увеличением  $\omega/\sqrt{T_{00}}$  уменьшается приведенная мощность  $N_T \sqrt{T_{00}}/(p_{00}\omega^2)$  в результате уменьшения коэффициента адиабатной работы  $L_{\text{ад}} = L_{\text{ад}}/u^2$ , несмотря на увеличение КПД.

Влияние  $\delta$  на приведенную мощность соответствует влиянию  $\delta$  на КПД, так как  $\dot{m} \sqrt{T_{00}}/p_{00} = \text{const}$ .

Энергетические характеристики низкоперепадной турбины (рис. 4.70, б) аналогичны характеристикам высокоперепадной турбины, за исключением зависимости приведенного расхода  $\dot{m} \sqrt{T_{00}}/p_{00}$  от  $\delta$  и  $\omega/\sqrt{T_{00}}$ . Так как низкоперепадные турбины имеют докритический перепад давлений, то с увеличением  $\delta$  приведенный расход возрастает, см. формулу (4.38). С увеличением  $\omega/\sqrt{T_{00}}$  (увеличением  $u/c_{\text{ад}}$ ) приведенный расход несколько уменьшается, так как уменьшается пропускная способность колеса.

На зависимости КПД низкоперепадных турбин от  $u/c_{\text{ад}}$  (рис. 4.70, в и 4.70, г) степень понижения давления  $\delta$  (в области дозвуковых скоростей) влияет незначительно.

## 4.7.2. Способы получения характеристик

### 4.7.2.1. Натурные и модельные испытания

**Натурные испытания.** Для получения опытных характеристик турбины необходимо провести ее испытания на стенде. Стенд должен быть оборудован тормозом, поглощающим мощность турбины, приборами для определения ее параметров и регулировочными устройствами, позволяющими менять режим работы. Подобные стенды для турбин значительных мощностей достаточно громоздки и сложны в создании и эксплуатации.

В практике для получения необходимых опытных данных о работе турбины проводят натуральные испытания ТНА с подачей на турбину натурального газа. При этом характеристики насосов должны быть известны. Этот способ хорош тем, что условия работы турбины при испытании максимально приближены к условиям нормальной эксплуатации. Но возможности получения характеристик в широком диапазоне изменения режимов ограничены пределами регулирования, ресурсом ТНА и сложностью экспериментов.

В связи с возрастанием потребных мощностей, частот вращения и агрессивности компонентов все большее значение приобретают модельные испытания турбин ТНА.

**Модельные испытания.** Модельные испытания можно подразделить на два вида:

а) испытания моделей турбин (уменьшенных или увеличенных);  
 б) модельные испытания натуральных турбин (испытания на модельном газе).

При испытании турбин ТНА ЖРД больших тяг прибегают к созданию уменьшенных моделей. Но когда размеры турбин невелики, применение уменьшенных моделей не приводит к упрощению испытаний. При продувках элементов турбины часто приходится использовать увеличенные модели. Для испытания турбин ЖРД широко применяют модельные испытания натуральных полноразмерных турбин.

При модельных испытаниях турбин при выборе режимов необходимо выдержать критерии подобия и результаты опытов обработать в критериальной форме. Если различие в значениях показателя адиабаты модельного и натурального газов не превышает 10 %, то можно пользоваться критериальной зависимостью (см. разд. 4.7.1)

$$\bar{m}, \bar{N}_1, \eta_T = f(u/c_{ад}, \lambda_{с_{ад}}). \quad (4.138)$$

Модельные режимы выбирают так, чтобы условия испытаний были облегчены. Например, добиваются снижения мощности, частоты вращения, температур, упрощения схемы стенда, удешевления испытаний и т. п.

Широкое распространение получили модельные испытания, при которых в качестве модельного газа используется воздух с невысокой температурой. Выясним, какие при этом должны быть параметры воздуха и режимы испытаний.

Условия моделирования (подобия)

$$u/c_{ад} = \text{idem} \quad \text{и} \quad \lambda_{с_{ад}} = \text{idem}$$

можно заменить условиями

$$u/a_{кр} = \lambda_{с_{ад}} u/c_{ад} = \text{idem}; \quad \lambda_{с_{ад}} = \text{idem}. \quad (4.139)$$

Тогда получим для модельных и натуральных режимов

$$\frac{u_M}{a_{кр. м}} = \frac{u}{a_{кр}}; \quad \sqrt{2 \frac{k_M}{k_M + 1} R_M T_{00M}} = \sqrt{2 \frac{k}{k + 1} R T_{00}}. \quad (4.140)$$

Здесь индексом «м» обозначены параметры процессов при моделировании.

Если у натурального и модельного газов комплексы  $\frac{k}{k+1} R$  близки друг к другу, то можно заключить, что окружные скорости и, следовательно,  $\omega$  при моделировании на воздухе должны быть снижены, так как  $T_{00M} \ll T_{00}$ . Снижение угловой скорости благоприятно сказывается на надежности стенда, упрощаются измерения, снижается мощность и т. п.

Можно добиться снижения расхода через турбину путем снижения начального давления. Существует предел снижения начального давления из-за снижения числа Re вследствие уменьшения  $\nu$ . Начальное давление можно снижать до тех пор, пока число Re будет

находиться в зоне автомодельности, т. е. пока  $Re > 10^5$ . Начальную температуру приходится выбирать такой, чтобы при расширении воздуха в турбине не выделялась влага, содержащаяся в воздухе и нарушающая подобие при моделировании. Обычно для этого воздух приходится подогревать до 400 ... 500 К.

Большие возможности заключены в моделировании турбин при испытаниях на рабочих телах с большой молекулярной массой (малыми  $R$ ).

Для выдерживания

$$u/a_{кр} = \text{idem} \quad (4.141)$$

при моделировании на тяжелых рабочих телах окружная скорость  $u$ , а следовательно, и частота вращения могут быть сильно снижены, так как  $R_m \ll R$  и обычно температуру модельного рабочего тела можно выбирать меньше натурной, см. соотношение (4.140). При таком способе испытаний значительно уменьшается мощность турбины, так как снижается  $L_{0ад}$  благодаря меньшим  $R$  и  $T_{00}$ . Можно также уменьшать расход газа, снижая начальное давление. При моделировании с применением газа с малой  $R$  мощность снижается в десятки и сотни раз.

Модельными рабочими телами при этом способе испытаний являются фреоны, например:

дихлорметан . . . . .	$k = 1,16; R = 98 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К};$
фреон-22 . . . . .	$k = 1,18; R = 99 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К};$
фреон-12 . . . . .	$k = 1,12; R = 69 \text{ Дж/кг}\cdot\text{К}.$

#### 4.7.2.2. Расчет характеристик

Третий путь получения характеристик турбины — расчетный используется при проектировании турбин. Характеристики спроектированной турбины могут быть рассчитаны с известным приближением. Расчет характеристик турбины применяется для оценки параметров, которые могут быть заданы при проектировании. Это особенно важно при расчете системы регулирования ТНА. Расчеты, как правило, носят ориентировочный характер. По мере накопления экспериментальных данных о коэффициентах потерь и по мере совершенствования методики расчета точность характеристик, полученных путем расчета, возрастает.

Здесь приведен пример расчета характеристики одноступенчатой турбины — зависимостей момента и мощности от угловой скорости. Эта характеристика представляет интерес при рассмотрении совместной работы турбины и насосов. Она является внешней характеристикой турбины и показывает, какую мощность может развивать турбина при заданных условиях в зависимости от угловой скорости. Степень понижения давления примем постоянной:

$$\delta = p_{00}/p_2 = \text{const.}$$

Характеристику рассмотрим при заданных начальных условиях:  $p_{00}$  и  $T_{00}$ . Вначале определим, какой вид будет иметь характеристика при некоторых упрощающих допущениях.

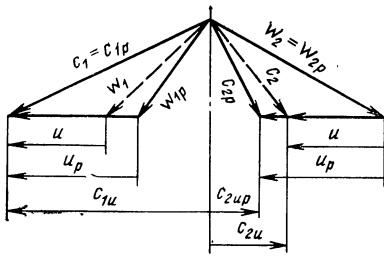


Рис. 4.71. Приближенные треугольни-  
ки скоростей при переменной угловой  
скорости:

— — — — —  $u_p$ ; - - - - -  $u$

Примем, что  $c_1 = c_{1p}$  ( $\varphi = \text{const}$ ). Кроме того, положим  $\omega_2 = \omega_{2p} = \text{const}$ . Это допущение означает, что условия на входе в межлопаточный канал при изменении угловой скорости не влияют на выходную скорость  $\omega_2$  (это допущение является грубым, и в дальнейшем будет показано, что от него можно отказаться).

При этих условиях треугольник скоростей изобразится так, как показано на рис. 4.71. В этом случае выражение для момента на окружности колеса запишется в скалярных величинах в виде

$$M_u = \dot{m}r(c_{1u} + c_{2u}), \quad (4.142)$$

а через расчетные величины момент выразится так:

$$M_u = \dot{m}r(c_{1up} + c_{2up} + u_p - u), \quad (4.143)$$

так как  $c_{2u} = c_{2up} + u_p - u$ .

Поскольку величины  $\dot{m}$ ,  $c_{1up}$ ,  $c_{2up}$ ,  $u_p$  постоянны, то момент линейно зависит от угловой скорости  $\omega$  (рис. 4.72). Максимальный момент имеет место при  $\omega = 0$ :

$$M_{u \max} = (M_u)_{\omega=0}$$

Крутящий момент  $M$  будет меньше  $M_u$  на значение момента потерь  $M_{\text{пот}}$ . Примем, что  $M_{\text{пот}}$  линейно увеличивается с увеличением угловой скорости, что обычно подтверждается опытом:  $M_{\text{пот}} = \alpha \omega$ . Можно принять  $\alpha = (5 \dots 6) \cdot 10^{-4} \text{ Н} \cdot \text{м} \cdot \text{с}$ .

Обозначив

$$\dot{m}r(c_{1up} + c_{2up} + u_p) = M_{\max} \quad (4.144)$$

и момент при расчетной угловой скорости (точка  $p$  на рис. 4.72)  $M_p$ , получим уравнение для текущего значения момента

$$M = M_{\max} - (M_{\max} - M_p) \omega / \omega_p. \quad (4.145)$$

Обозначив постоянные величины через  $A$  и  $B$ , получим

$$M = A - B\omega.$$

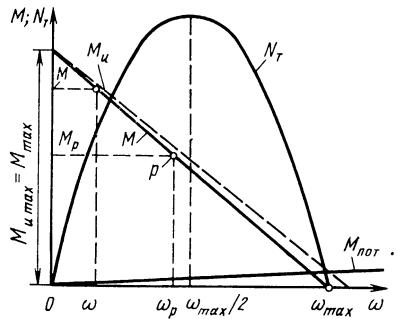


Рис. 4.72. Графики изменения мощно-  
сти и крутящего момента турбины в за-  
висимости от изменения угловой ско-  
рости

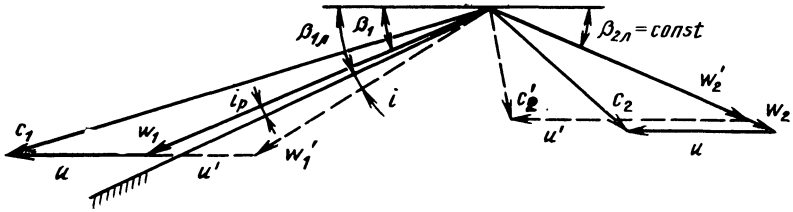


Рис. 4.73. Треугольники скоростей для заданной активной турбины при двух значениях  $u$ :

— — —  $u$ ; - - - -  $u'$

Таким образом, зависимость крутящего момента турбины от угловой скорости изображается прямой линией. Опытная зависимость крутящего момента от угловой скорости также обычно близка к прямой.

Из формулы (4.145), положив  $M = 0$ , можно найти максимальную угловую скорость  $\omega_{\max}$ , которую развивает ротор турбины,

$$\omega_{\max} = M_{\max} \omega_p / (M_{\max} - M_p). \quad (4.146)$$

По условиям прочности важно не допустить раскрутки ротора до предельной угловой скорости во избежание его поломки. Поэтому всегда стараются работать с заполненными насосами или конструируют специальное противоразгонное устройство.

Чем меньше  $M_p$ , тем меньше максимальная угловая скорость при раскрутке ротора. Увеличение  $M_{\text{пот}}$  приводит к снижению  $M_p$  и к снижению  $\omega_{\max}$ .

Мощность турбины

$$N_T = M\omega = \omega [M_{\max} - (M_{\max} - M_p)\omega/\omega_p] \quad (4.147)$$

ввиду линейной зависимости  $M = f(\omega)$  изобразится параболой с максимумом при  $\omega = \omega_{\max}/2$  (см. рис. 4.72).

При заданных расчетных параметрах, обозначив постоянные члены в уравнении (4.147) через  $A'$  и  $B'$ , приведем зависимость мощности от угловой скорости к виду

$$N_T = A' - B'\omega^2, \quad (4.148)$$

где  $A' = M_{\max}$ ;  $B' = (M_{\max} - M_p)/\omega_p$ .

Формула (4.148) применяется при расчете регулирования и настройки двигателя. Для более точного расчета характеристики по угловой скорости следует учесть изменение  $\omega_2$  при изменении  $\omega$ . Изменение  $u = \omega r$  приводит к изменению  $\omega_1$  по абсолютному значению и направлению (рис. 4.73).

Скорость  $\omega_2$  найдем из соотношения

$$\omega_2 = \psi \omega_{2ag}. \quad (4.149)$$

Значение  $\psi$  переменнo и зависит от угла атаки (см. разд. 4.3.2.1). По  $\omega_2$  строим выходной треугольник скоростей и, определив  $c_{2u}$ , находим  $L_u$  по формуле (2.32).

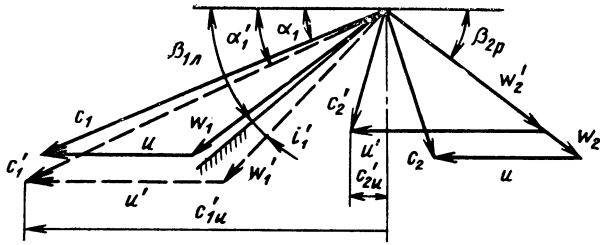


Рис. 4.74. Треугольники скоростей для заданной активной турбины при разных окружных скоростях и отношениях давлений:

—  $u$ , - - -  $u'$

Проведя такие расчеты и построения для нескольких значений угловой скорости, получим кривые для  $L_u$  и  $\eta_u$ . После этого можно определить КПД турбины, воспользовавшись формулой (4.102). Потери, связанные с утечками, трением диска, бандажа и парциальностью, рассчитывают по формулам (4.91), (4.103). Мощность турбины находят из выражения

$$N_T = \dot{m}_p L_{0ад} \eta_T.$$

Теперь остановимся на случае, когда  $\delta \neq \delta_p$ . Примем, например,  $\delta > \delta_p$ . Примем также, что изменение  $\delta$  происходит в связи с изменением  $p_2$ . При выбранном значении  $\delta$  определяем скорости  $c_{1ад}$  и  $c_1$ , приближенно принимая  $\varphi = \varphi_p$ . Угол  $\alpha_1$  находим с учетом отклонения потока в косом срезе (см. разд. 4.3.1).

Задаемся, как и раньше, несколькими значениями  $u$ . Для каждого из них строим треугольник скоростей на входе в колесо (рис. 4.74), из которого определяем  $c'_{1u}$ . Скорость на выходе  $w_2$  направлена под углом  $\beta_{2p}$ , соответствующим углу лопаток на выходе. Она определяется с помощью соотношения (4.149). Зная скорость  $w_2$ , строим треугольник скоростей на выходе, из которого находим  $c'_{2u}$ . Затем по выражению (4.86) определяем  $\bar{L}_u$ , по формуле (4.102) определяем  $\eta_T$ , после чего находим  $N_T = \dot{m} L_{0ад} \eta_T$ .

Полученные в результате расчета данные представляются в виде характеристик турбины  $\eta_T = f(u/c_{вд})$  (см. рис. 4.68) или

$$\dot{m} \sqrt{T_{00}/p_{09}}; \quad N_T \sqrt{T_{00}/p_{00}\omega^2}; \quad \eta_T = f(\omega/\sqrt{T_{00}}, \delta),$$

#### 4.8. ГИДРАВЛИЧЕСКАЯ ТУРБИНА ДЛЯ ПРИВОДА БУСТЕРНЫХ НАСОСОВ

Для привода бустерных насосов часто применяют гидравлическую турбину с питанием ее жидкостью высокого давления, отбираемой с выхода из основного насоса (см. рис. 3.68). Поскольку гидравлическая турбина работает на несжимаемой жидкости, формулы для расчета турбины упрощаются. Вместо адиабатной работы турбины используется теоретическая работа

$$L_t = (p_{00} - p_2)/\rho,$$

где  $p_{00}$  — полное давление на входе в турбину;  $p_2$  — статическое давление на выходе турбины.

Для несжимаемой жидкости политропная работа равна адиабатной. Адиабатная скорость заменяется теоретической скоростью

$$c_t = \sqrt{2L_t}$$

Располагаемая адиабатная мощность заменяется на располагаемую теоретическую:

$$N_t = \dot{m}L_t$$

Вид гидравлической турбины, как и газовой, выбирается в зависимости от режимного параметра  $u/c_t$ . При большом перепаде давлений  $p_{00} - p_2$  турбину выполняют многоступенчатой, см. рис. 4.52, 3.68.

Все расчетные соотношения для газовой турбины с учетом постоянства плотности жидкости остаются справедливыми и для гидравлической турбины.

Отметим, что для привода встроенных преднасосов (см. разд. 3.3.8) используются одноступенчатые турбины (см. рис. 3.70, 3.72).

## 5. РАБОТА НАСОСОВ И ТУРБИНЫ В СИСТЕМЕ ПИТАНИЯ ЖРД

### 5.1. ЗАПУСК И УСТОЙЧИВОСТЬ ТНА

При включении ЖРД происходит запуск ТНА. Скорость вращения ротора возрастает от нуля до расчетного значения, при котором ЖРД выходит на основной режим работы.

Время выхода на режим не должно превышать заданного значения. Оно составляет доли секунды и секунды.

Время выхода на режим находим из известного в механике соотношения

$$M = I d\omega/dt,$$

где  $M$  — текущее значение момента, раскручивающего ротор ТНА;  $I$  — момент инерции ротора.

Момент  $M$  определяем по избыточной мощности:

$$N_{\text{изб}} = N_{\text{Т}} - N_{\text{НС}}; \quad M = N_{\text{изб}},$$

где  $N_{\text{НС}}$  — потребная мощность для привода насосов.

Из этих формул вытекает дифференциальное уравнение

$$dt = \frac{I\omega}{N_{\text{Т}} - N_{\text{НС}}} d\omega.$$

Интегрируя это уравнение, получаем формулу для времени выхода ТНА на режим:

$$\begin{aligned} \int_0^{t_p} dt &= \int_0^{\omega_p} \frac{I\omega}{N_{\text{Т}} - N_{\text{НС}}} d\omega; \\ t_p &= \int_0^{\omega_p} \frac{I\omega}{N_{\text{Т}} - N_{\text{НС}}} d\omega. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Чтобы определить конкретное значение времени выхода на режим, необходимо знать момент инерции ротора и зависимость мощностей насосов и турбины от угловой скорости.

Характер зависимостей мощности насосов и турбины от угловой скорости определяется системой питания турбины. Назовем независимой системой питания турбины систему, при которой подача компонентов в газогенератор турбины осуществляется независимо от насосов, подающих компоненты в камеру сгорания. К этим системам относятся вытеснительные системы подачи унитарного топлива



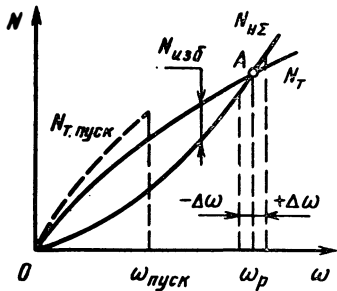


Рис. 5.1. Зависимости потребной мощности для привода насосов и мощности турбины от угловой скорости для независимой системы питания турбины

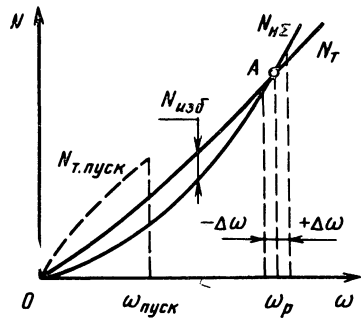


Рис. 5.2. Зависимости потребной мощности для привода насосов и мощности турбины от угловой скорости для зависимой системы питания турбины

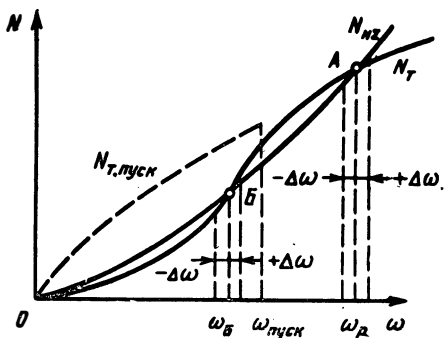
в газогенератор турбины и системы питания турбины от твердотопливного генератора или от газогенератора.

На рис. 5.1 представлена типичная зависимость мощности турбины от угловой скорости при постоянном расходе рабочего тела турбины  $\dot{m}_T$ . Так как обычно рабочая точка по угловой скорости лежит на левой ветви характеристики  $N_T = f(\omega)$  при  $\dot{m}_T = \text{const}$  (см. рис. 4.71), то кривая мощности на рис. 5.1 изобразится линией  $N_T$ . График изменения потребной мощности насосов является кубической параболой, так как  $N_H = \alpha\omega^3$ , см. формулу (3.113). Установившаяся скорость вращения определяется пересечением кривых потребной мощности для привода насосов и располагаемой мощности турбины.

Чем больше разница  $N_T - N_{H\Sigma}$ , тем меньше время выхода на режим, см. формулу (5.1). Для уменьшения времени выхода на режим надо увеличивать избыточную мощность. Для этой цели применяют дополнительные средства, повышающие мощность турбины, например при жидкостном газогенераторе — твердотопливные газогенераторы, питающие турбины в начальный период запуска. На рис. 5.1 пунктирная линия соответствует мощности турбины во время питания ее продуктами сгорания твердого топлива до некоторой угловой скорости  $\omega_{\text{пуск}}$ . Возможно использование в ТНА дополнительной пусковой турбины.

Под зависимой системой питания турбины будем понимать систему, при которой насосы, приводимые турбиной, подают компоненты топлива в газогенератор турбины. В этом случае при запуске ТНА, как правило, проходные сечения магистрали от насоса до газогенератора максимально открыты. Поэтому напор насоса растет пропорционально квадрату угловой скорости, а расход газа, поступающего в газогенератор, увеличивается линейно угловой скорости (см. рис. 3.42). Последнее приводит к тому, что мощность турбины возрастает по мере роста угловой скорости медленнее, чем при  $\dot{m}_T = \text{const}$ . На рис. 5.2 показана типичная зависимость мощности

Рис. 5.3. Зависимость потребной мощности для привода насосов от угловой скорости и возможный характер изменения мощности турбины для зависимой системы питания турбины



турбины от угловой скорости для зависимой системы питания турбины. Разность мощности турбины и мощности для привода насосов невелика, и время выхода на режим увеличивается. Для таких систем характерно применение твердо-

топливных газогенераторов для уменьшения времени выхода на режим.

Характер нарастания мощности при увеличении угловой скорости может быть такой, как показано на рис. 5.3. До некоторого значения угловой скорости мощность турбины меньше потребной мощности насосов. При таких характеристиках ТНА не может раскрутиться и выйти на режим. В этом случае обязательно применение пусковых устройств, например, твердотопливного газогенератора, подающего газ на основную турбину или питающего пусковую турбину, которая раскручивает ТНА.

Насосы и турбины, работая в одном агрегате, должны обладать запасом устойчивости, т. е. случайные малые отклонения их параметров не должны менять режим работы. ТНА должен работать на заданной угловой скорости, поэтому проанализируем устойчивость ТНА при изменении угловой скорости, для чего рассмотрим характер изменения мощности насосов и турбины при изменении угловой скорости.

При зависимой и независимой подаче рабочего тела турбины режим совместной работы насосов и турбины характеризуется точкой  $A$  на рис. 5.1, 5.2. В области точки  $A$  случайное малое отклонение угловой скорости от  $\omega_p$  не нарушает равновесного состояния системы насосы — турбина. Малое увеличение угловой скорости (малое возбуждение) приведет к тому, что потребная мощность для привода насосов будет больше располагаемой мощности турбины и система вернется в прежнее равновесное состояние. Малое уменьшение угловой скорости приведет к превышению располагаемой мощности турбины и увеличению угловой скорости до равновесной, т. е. в области точки  $A$  система будет обладать свойством самовыравнивания.

В области точки  $B$  (см. рис. 5.3) система насосы — турбина неустойчива. Малое увеличение угловой скорости приводит к тому, что располагаемая мощность турбины будет больше, чем мощность привода насосов, и ротор ТНА будет раскручиваться. При уменьшении угловой скорости потребная мощность для привода насосов становится меньше располагаемой мощности турбины и ротор ТНА должен замедлить вращение и остановиться. Исходя из этого пуско-

вое устройство при характеристике турбины типа приведенной на рис. 5.3 должно раскручивать ротор ТНА до угловой скорости, большей  $\omega_6$ . Математически условие устойчивой работы можно записать в виде

$$dN_{н\Sigma}/d\omega > dN_{т}/d\omega.$$

В области точки *A* это условие соблюдается. В области точки *B*

$$dN_{н\Sigma}/d\omega < dN_{т}/d\omega.$$

Следовательно, в области точки *B* условие устойчивой работы не соблюдается. Рабочие режимы ТНА обычно соответствуют точкам *A*, поэтому система насосы — турбина практически устойчива.

## 5.2. РЕГУЛИРОВАНИЕ НАСОСОВ И ТУРБИНЫ ТНА

### 5.2.1. Потребный напор системы питания

Назначение системы автоматики ЖРД — его регулирование, изменение тяги при определенном соотношении компонентов топлива. Обычно изменение тяги достигается регулированием ТНА, изменением расхода компонентов топлива, подаваемых насосами в камеру сгорания. Изменение количества компонентов, подаваемых в камеру, может быть осуществлено изменением режима работы насосов ТНА. Наиболее выгодным является способ изменения частоты вращения вала насоса путем воздействия на турбину.

Таким образом, задача регулирования ЖРД по тяге сводится к изменению режима работы турбины. В этом случае регулятор ЖРД изменяет расход того компонента, с недостатком которого работает газогенератор. В этом разделе рассмотрены общие вопросы теории процесса регулирования: использование характеристик насосов и турбин для анализа работы системы питания, а также требования к характеристикам насосов и турбин, обусловленные задачами регулирования.

На рис. 1.2 показана схема насосной системы питания ЖРД. Насосы должны обеспечивать подачу заданного количества горючего и окислителя в камеру сгорания. Потребный напор системы  $H_c$  для обеспечения заданного расхода  $\dot{V}$  через систему определяется потребным приращением удельной механической энергии для компенсации ее сопротивления. Для установившегося режима

$$H_n = H_c; \quad (5.2)$$

$$\dot{V}_n = \dot{V}_c, \quad (5.3)$$

где индекс «н» относится к параметрам насоса, а индекс «с» к параметрам системы (далее напор насоса будем записывать без индекса).

Потребный напор системы  $H_c$  определяется сопротивлением системы, т. е. давлением в камере  $p_k$ , перепадом давлений на форсунках  $\Delta p_\phi$ , гидравлическим сопротивлением системы от насоса до форсунок  $\Delta p_{сопр. вых}$ , потребной скоростной энергией  $c_{вых}^2/2$  и располагаемым полным давлением на входе  $p_{0вх}$ :

$$H_c = (p_k/\rho + \Delta p_\phi/\rho + \Delta p_{сопр. вых}/\rho + c_{вых}^2/2) - (p_{0вх}/\rho + c_{0вх}^2/2). \quad (5.4)$$

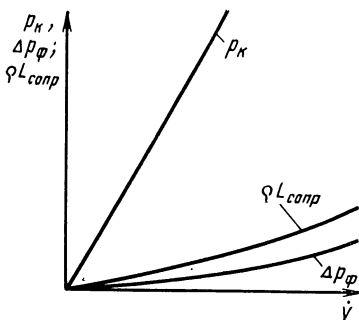


Рис. 5.4. Зависимости давления в камере сгорания, перепада давления на форсунках и гидравлических потерь системы питания от объемного расхода

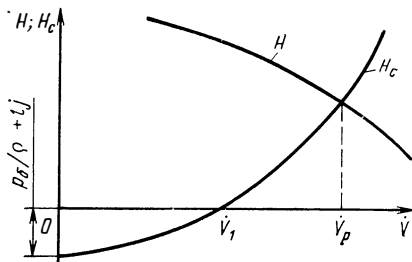


Рис. 5.5. Зависимость потребного напора системы подачи компонентов от объемного расхода и напорная характеристика насоса при  $\omega = \text{const}$

Члены в первых скобках уравнения (5.4) определяют потребную удельную энергию на выходе из насоса, члены во вторых скобках — располагаемую удельную энергию на входе в насос.

Давление на входе в насос  $p_{\text{вх}}$  определяется давлением в баках  $p_{\text{б}}$ , превышением гравитационного уровня бака над уровнем насоса (энергией положения), инерционным напором и гидравлическим сопротивлением магистрали от бака до входа в насос  $\Delta p_{\text{сопр. вх}}$ , см. формулу (1.12).

Сопоставляя формулы (5.4) и (1.12), найдем

$$H_c = p_k/\rho + \Delta p_\phi/\rho + \Delta p_{\text{сопр}}/\rho + c_{\text{вых}}^2/2 - p_6/\rho - l_j, \quad (5.5)$$

где  $\Delta p_{\text{сопр}} = \Delta p_{\text{сопр. вых}} + \Delta p_{\text{сопр. вх}}$ .

При изменении расхода через систему меняется ее потребный напор. Рассмотрим, как зависят от расхода отдельные члены уравнения (5.5), составляющие потребный напор системы. Давление в камере сгорания меняется прямо пропорционально расходу компонента (рис. 5.4). Имеется в виду, что массовое соотношение компонентов сохраняется постоянным. Перепад давлений на форсунках  $\Delta p_\phi$  определяет при данной площади проходного сечения форсунок  $f_\phi$  расход через них:

$$\dot{V} = n\mu f_\phi \sqrt{2\Delta p_\phi/\rho},$$

где  $n$  — число форсунок;  $\mu$  — коэффициент расхода форсунок.

Графически квадратичная зависимость  $\Delta p_\phi$  от  $\dot{V}$  показана на рис. 5.4 (коэффициент расхода  $\mu$  принят на всех режимах постоянным).

Гидравлическое сопротивление трубопроводов  $\Delta p_{\text{сопр}}$  пропорционально квадрату скорости движения жидкости:

$$\Delta p_{\text{сопр}} = \rho \xi c^2/2.$$

Скорость движения в трубопроводе данного сечения пропорциональна расходу жидкости, следовательно, принимая  $\xi = \text{const}$ , получим

$$\Delta p_{\text{сопр}}/\rho = \text{const} \dot{V}^2.$$

Давление в баках, энергия положения, определяемая разностью гравитационных уровней, и инерционный напор непосредственно не связаны с расходом на данном режиме.

Зависимость потребного напора системы подачи компонентов, схема которой приведена на рис. 1.2, от объемного расхода показана на рис. 5.5. Эту зависимость назовем характеристикой системы. Для системы ЖРД характерны избыточное давление в баках и положительное значение гравитационного и инерционного напоров, следовательно, кривая потребных приращений энергии системы пересекает ось ординат ниже нуля. Это означает, что расход от нуля до  $\dot{V}_1$  обеспечивается за счет энергии на входе без участия насоса. Расходы, превышающие  $V_1$ , можно получить в данной системе только при установке насоса.

Для стационарных откачивающих насосных установок кривая потребной энергии пересекает ось ординат выше нуля. Это означает, что в подобных установках никакой расход не может быть получен без насоса.

Напорная характеристика насоса  $H = f(\dot{V})$ , также приведенная на рис. 5.5, показывает зависимость напора насоса от расхода при постоянной угловой скорости вала насоса. Точка пересечения кривых  $H_c = f(\dot{V})$  и  $H = f(\dot{V})$  при  $\omega = \text{const}$  определяет расход  $\dot{V}_p$ , который установится в системе при данной угловой скорости вала насоса. При заданном расходе  $\dot{V}_p$  по потребному напору насоса можно найти необходимую частоту вращения для обеспечения заданного режима.

Для изменения тяги и массового соотношения компонентов ЖРД необходимо менять расход через систему. Изменение расхода топлива является одной из главных задач регулирования ЖРД. Оно может осуществляться различными способами. Под регулированием системы питания ЖРД с ТНА по расходу будем понимать изменение характеристики системы или характеристики насоса, обеспечивающее переход на новый расход через систему.

### 5.2.2. Способы регулирования по расходу системы подачи компонентов

На рис. 5.6 характеристика насоса обозначена  $H$ , исходная характеристика системы  $H'_c$ . Точка 1 характеризует расчетный режим  $\dot{V}_p$  при  $H_{c1} = H_1$ . Изменение характеристики системы наиболее просто осуществляется дросселированием напорной магистрали. Пусть расход на новом режиме равен  $\dot{V}_2$ . Потребный напор  $H_{c2}$ , который должен обеспечить насос, в этом случае определяется потребным напором системы  $H_{c2}'$  при расходе  $\dot{V}_2$  и добавочным сопротивлением дросселя  $L_{др}$ :

$$H_{c2} = H_{c2}' + L_{др}.$$

Новая характеристика системы  $H'_c = f(\dot{V})$  с учетом сопротивления дросселя пройдет круче, и новый установившийся режим (точка 2) будет иметь место при меньшем значении расхода  $\dot{V}_2$ .

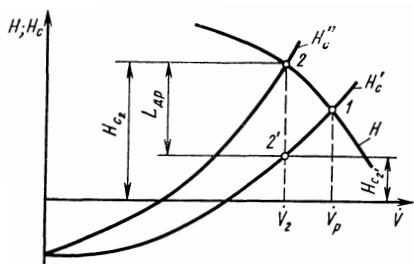


Рис. 5.6. Характеристика насоса и системы при регулировании подачи компонентов дросселированием при  $\omega = \text{const}$

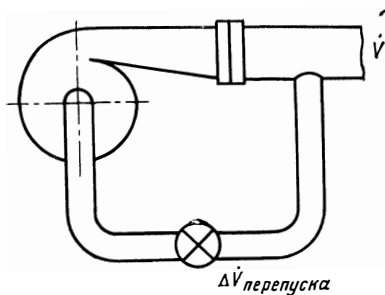


Рис. 5.7. Схема насоса с перепускной магистралью

Введение сопротивления дросселя требует большего напора насоса для заданного меньшего расхода и поэтому большей мощности (по сравнению с мощностью в системе без дросселя при том же расходе). Дополнительная затрата мощности может быть вызвана не только тем, что напор насоса на новом режиме больше требуемого для системы без дросселя, но и тем, что на новом (нерасчетном) режиме насос обычно работает с меньшим КПД. Непроизводительная затрата мощности насоса при сохранении прежней угловой скорости сопровождается дополнительным расходом газа через турбину. Наиболее существенный недостаток данного способа регулирования состоит в непроизводительной затрате мощности.

Изменение характеристики системы путем введения дополнительной сопротивляемости широко применяется при настройке ЖРД. Путем установки шайб на напорной магистрали трубопроводов добиваются такого изменения расхода, чтобы выдерживалось заданное массовое соотношение компонентов. Дроссельный кран (регулируемое сопротивление) также широко применяется в системах регулирования для поддержания в камере сгорания заданных давления и массового соотношения компонентов. Для изменения режима способ дросселирования используют в сочетании с другими способами регулирования. Чаще всего при регулировании систем питания ЖРД способ дросселирования сочетается с регулированием путем изменения частоты вращения ТНА.

Возможен и другой способ перевода системы на новый расход, который заключается в том, что часть жидкости, прошедшей через насос, перепускается обратно в насос и не попадает в систему (рис. 5.7). И в этом случае затрачивается лишняя мощность, так как расход через насос возрастает и рабочая точка смещается в область меньших КПД.

В системе питания ЖРД перепуск часто применяют не только для регулирования, но и с целью избежания гидравлического удара при включении насоса.

На рис. 5.8 приведены характеристики насоса  $H$ , основной системы  $H_c$  и перепускной магистрали  $H_n$ . Для данного значения требуемой энергии расходы через систему и магистраль перепуска

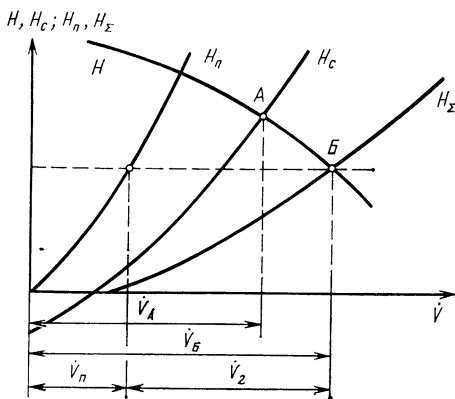


Рис. 5.8. Характеристики насоса и системы при регулировании подачи компонентов перепуском

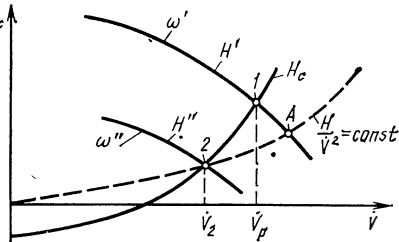


Рис. 5.9. Характеристики насоса и системы при регулировании подачи компонентов изменением угловой скорости

суммируются. Суммарная характеристика обозначена  $H_{\Sigma}$ . Если рабочий режим без перепуска изображается точкой А, то при применении перепуска рабочий режим перемещается в точку В. Расход через перепускную магистраль равен  $\dot{V}_{\Pi}$ . Расход через систему уменьшается  $\dot{V}_2 = \dot{V}_B - \dot{V}_{\Pi}$  ( $\dot{V}_2 < \dot{V}_A$ ), а расход через насос возрастает ( $\dot{V}_B > \dot{V}_A$ ). Изменяя сопротивление перепускной магистрали установленным на ней дросселем, можно расширить диапазон регулирования.

Третий способ перевода системы на новый расход состоит в изменении характеристики насоса. При этом обеспечивается минимальная затрата мощности. Изменение характеристики насоса наиболее просто может быть достигнуто изменением угловой скорости (рис. 5.9). Расчетный режим  $\omega'$ ,  $\dot{V}_B$  характеризуется точкой 1 (точкой пересечения характеристики насоса  $H'$  и характеристики системы  $H_c$ ), угловая скорость  $\omega''$  находится по требуемому напору системы при новом расходе  $\dot{V}_2$ .

Если для насоса имеется поле характеристик, то новая угловая скорость легко находится графически по заданному расходу при известном напоре системы. Если имеется только одна опытная характеристика насоса, то угловая скорость при переходе на новый режим может быть найдена аналитически. Проведем параболу подобных режимов через точку 2 на характеристике системы, соответствующую новому расходу  $\dot{V}_2$  (пунктирная линия на рис. 5.9). Она пересечет характеристику для расчетной угловой скорости в точке А. Новое значение угловой скорости  $\omega''$  находится по соотношению (3.112) и соответствующей характеристике насоса  $H''$ .

Способ регулирования подачи насоса изменением угловой скорости в сочетании с перепуском или дросселированием чаще всего используется в системе питания ЖРД. Изменение угловой скорости вала насосов достигается регулированием турбины.

В принципе изменение угла наклона лопаток и ширины колеса на выходе также может являться способом изменения характери-

стики насоса. Практически этим можно пользоваться лишь при проектировании насосов. Этот способ воздействия на характеристику выполненного насоса сложно осуществить конструктивно. В промышленном насосостроении применяют поворотные рабочие лопатки для регулирования осевых насосов. Проще осуществить регулирование применением поворотных направляющих лопаток на входе в насос. При этом легко изменить окружную составляющую скорости на входе в колесо  $c_{1u}$  и, как это следует из уравнения Эйлера (2.33), изменить напор насоса. Но практически и этот способ неприменим для насоса ЖРД, так как поворотное устройство на входе в насос в силу дополнительного гидравлического сопротивления ухудшает антикавитационные свойства насоса. Способ регулирования характеристик турбомашин применением поворотных лопаток на входе легко использовать для компрессорных машин и гидравлических турбин.

### 5.2.3. Регулирование турбины

Под регулированием турбины будем понимать воздействие на ее характеристику с целью изменения мощности и частоты вращения. Возможны несколько способов регулирования турбины. Основными способами являются сопловое регулирование, регулирование перепуском, изменение давления и температуры рабочего тела на входе в турбину или давления на выходе из нее.

Сопловое регулирование предусматривает изменение количества рабочего тела, проходящего через турбину, путем изменения степени парциальности, т. е. путем отключения или включения отдельных групп сопл. Конструктивно этот способ регулирования достаточно сложен — он требует самостоятельного подвода рабочего тела к отдельным группам сопл. В ТНА такой способ регулирования можно осуществить применением нескольких газогенераторов, работающих на отдельные группы сопл. Изменение мощности, а при заданной нагрузке и частоты вращения турбины достигается выключением отдельных газогенераторов (рис. 5.10). Преимущество данного способа регулирования заключается в том, что параметры рабочего тела (давление, температура) при этом могут остаться расчетными. В паровых турбинах и в ТРД применяют такую разновидность соплового регулирования, как поворот сопловых лопаток.

Другим способом регулирования, при котором в основном изменяется количество рабочего тела, является перепуск части газа мимо турбины (рис. 5.11). Для автономных турбин ЖРД этот способ явно невыгоден, так как он приводит к снижению удельной тяги двигательной установки. В предкамерных турбинах этот способ регулирования в принципе может быть применен.

Регулирование турбины изменением параметров газа на входе может достигаться изменением расхода газа через турбину при постоянной температуре и изменением температуры в газогенераторе.

Регулирование турбины изменением расходов компонентов через газогенератор (турбину) осуществляется дросселями на магистралях, подводящих компоненты топлива к газогенератору. При этом мас-



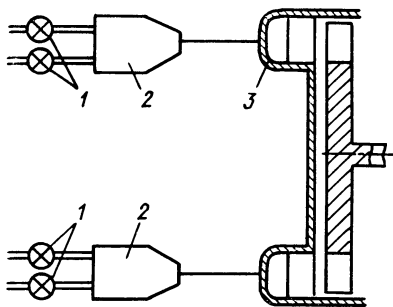


Рис. 5.10. Схема турбины с питанием от нескольких газогенераторов:

1 — дроссель; 2 — газогенератор; 3 — турбина

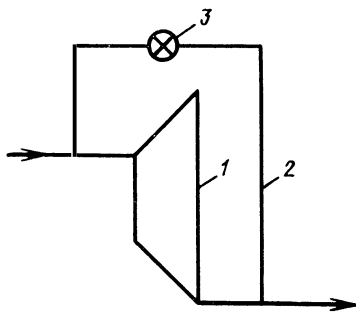


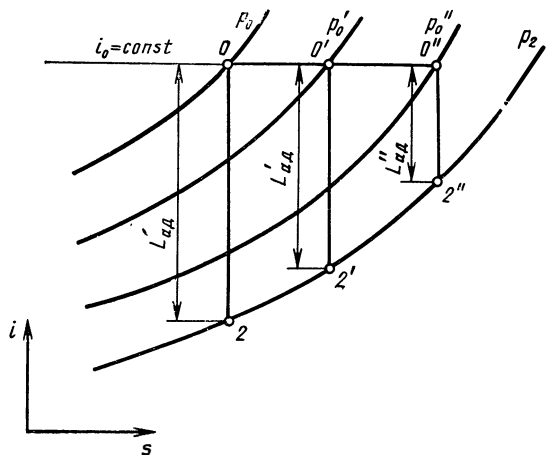
Рис. 5.11. Схема регулирования турбины перепуском:

1 — турбина; 2 — магистраль перепуска; 3 — дроссель

совое соотношение компонентов топлива поддерживается постоянным (постоянная температура в газогенераторе). С изменением сопротивления магистралей меняется и давление в газогенераторе (перед турбиной). Поэтому мощность турбины изменяется как из-за изменения расхода, так и из-за изменения адиабатной работы. Этот способ регулирования применяется для автономных турбин.

На рис. 5.12 показано изменение начальных давлений  $p_0$ ,  $p'_0$  и  $p''_0$  газа и располагаемых адиабатных работ  $L_{ад}$ ,  $L'_{ад}$ ,  $L''_{ад}$  при регулировании турбины дросселированием на входе и постоянном давлении на ее выходе  $p_2$ . Линия  $i_0 = \text{const}$  соответствует процессу дросселирования.

Регулирование турбины температурой газа на входе достигается путем изменения расхода компонента топлива, с недостатком которого работает газогенератор. Расход меняется дросселем (регулируемым сопротивлением). Изменение температуры ведет к изменению адиабатной работы, вследствие чего меняется частота вращения турбины. Например, с увеличением  $L_{ад}$  (увеличением температуры)



частота вращения возрастает, растут напор насосов и давление в газогенераторе. Это ведет к дальнейшему увеличению  $L_{сад}$  и расхода через турбину (при постоянном давлении на выходе), и ТНА выходит на новый установившийся режим с повышенной частотой вращения. При повышенной

Рис. 5.12. Графики изменения располагаемых адиабатных работ при регулировании турбины дросселированием на входе

частоте вращения расход компонентов топлива увеличивается и ЖРД выходит [на режим большой тяги. Рассмотренный способ применяется для регулирования предкамерных турбин.

Регулирование изменением режима газогенератора является наиболее экономичным, так как режим работы турбины по  $u/c_{ад}$  при этом меняется незначительно и КПД турбины остается практически постоянным. Этот метод регулирования часто применяется в ЖРД.

#### 5.2.4. Подбор режимов при регулировании системы подачи компонентов

При известных характеристиках насоса и турбины выбор их режимов при регулировании ЖРД может быть произведен графически.

Задание расхода одного из компонентов на другом режиме позволяет выбрать новую угловую скорость ТНА. Для другого компонента потребная угловая скорость определяется таким же образом. Однако может получиться, что угловые скорости насосов окислителя и горючего, необходимые для обеспечения заданных расходов, будут различными в связи с тем, что массовое соотношение компонентов поддерживается постоянным.

Предположим, что на рис. 5.9 изображены характеристики, относящиеся к регулированию системы подачи одного из компонентов. Графическое изображение процесса регулирования системы подачи для другого компонента представлено на рис. 5.13. Характеристика системы подачи второго компонента обозначена  $H_{сII}$ ; характеристика насоса —  $H_{II}$ ; расчетные величины —  $\omega'$  и  $\dot{V}_{рII}$ . При заданной характеристике системы  $H_{сII}$  новый расход  $\dot{V}_{2II}$  обеспечивается при угловой скорости насоса  $\omega'''$  меньшей, чем  $\omega''$ . Так как при  $\omega'''$  не обеспечивается напор первого компонента, то угловую скорость ТНА следует выбрать по большей угловой скорости  $\omega''$  и перевести систему подачи второго компонента на меньший расход дросселированием. На рис. 5.13 показано потребное сопротивление дросселя  $L_{дрII}$ . Этот дроссель является регулятором массового соотношения компонентов. Характеристика системы при дросселировании обозначена  $H'_{сII}$ .

Потребное изменение расхода газа через турбину для случая регулирования изменением давления на входе может быть найдено при рассмотрении совмещенных характеристик турбины и насоса (рис. 5.14). На графиках, приведенных на рис. 5.14, по оси ординат отложены мощность турбины при разных расходах рабочего тела и суммарная потребляемая мощность насосов, а по оси абсцисс — угловая скорость. Зависимость мощности насоса от угловой скорости при заданной гидравлической системе, которая определяет изменение расхода, может быть получена при использовании поля характеристик насоса. Из рассмотрения совместной работы насоса и системы известны  $\dot{V}$  и  $H$  для каждого из насосов. По этим параметрам находят потребную мощность каждого насоса:

$$N_H = \dot{V} H \rho \eta_H. \quad (5.6)$$

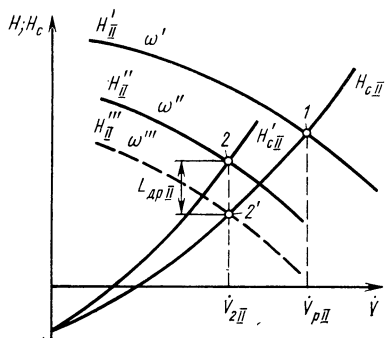


Рис. 5.13. Характеристики насоса и системы для подбора режимов при регулировании подачи компонента

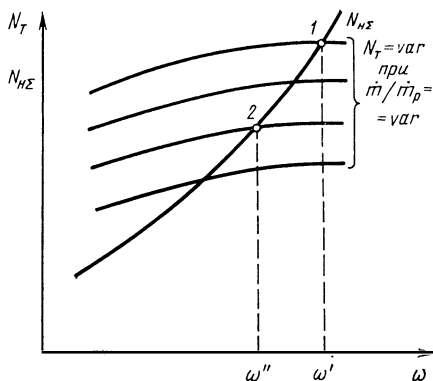


Рис. 5.14. Зависимости мощности турбины и суммарной мощности насосов от угловой скорости

Значение  $\eta_H$  определяют по заданному полю КПД на характеристике насоса (см. рис. 3.41).

Режим совместной работы насосов и турбины определяется равенством мощностей. Выбрав в соответствии с рис. 5.13 угловую скорость второго режима ТНА с меньшим расходом, находят потребный расход через турбину (точка 2 на рис. 5.14). Исходные характеристики турбины, полученные в результате обработки экспериментальных данных, были приведены ранее (см. рис. 4.70). Заметим, что эти характеристики могут быть получены и расчетом. Аналогичные построения можно выполнить при настройке ЖРД на заданный режим.

Различия в характеристиках насосов горючего и окислителя требует введения дополнительного регулирования массового соотношения компонентов при изменении режима работы ЖРД, как это следует из рис. 5.13 ( $L_{др II}$ ).

Характеристики системы и насосов окислителя и горючего по расходу и по угловой скорости могут быть при необходимости подобраны так, что массовое соотношение компонентов при переходе на другой режим будет всегда поддерживаться постоянным без специального регулирования. В этом случае сами насосы будут являться регуляторами массового соотношения компонентов. Проще всего добиться поддержания заданного массового соотношения компонентов без специального регулятора при пологих характеристиках  $H = f(\dot{V})$ . Пологие характеристики  $H = f(\dot{V})$  соответствуют большим углам лопаток на выходе колеса  $\beta_{2л}$  и большей его ширине  $b_2$  (меньшим  $q_p$ , см. рис. 3.39).

### 5.3. УСТОЙЧИВОСТЬ РАБОТЫ НАСОСА В СИСТЕМЕ

Работа насоса в системе питания ЖРД должна быть устойчивой на всех режимах работы ЖРД. Это означает, что параметры насоса должны сохраняться постоянными для заданного

режима, несмотря на малые отклонения их значений, вызванные случайными воздействиями.

Если насос имеет характеристику  $H = f(\dot{V})$  с явным максимумом, или перегибом (рис. 5.15), то принципиально возможна неустойчивость его работы. Неустойчивая работа насоса характеризуется неустановившимися перемещениями жидкости в системе, которые приводят к периодическому изменению подачи и напора.

Разберем условия, которые определяют устойчивость работы насоса на заданном режиме. Устойчивость такого рода называется статической. Устойчивость режима зависит от характеристик насоса и системы. На рис. 5.15, *а, б* приведены характеристики насоса  $H$  и системы  $H_c$ . Пусть в общем случае характеристика системы пересекает характеристику насоса в точках *A* и *B*. Рассмотрим влияние малых отклонений параметров системы на устойчивость режима насоса в области этих точек.

В области точки *A* любое небольшое случайное уменьшение расхода на  $\Delta \dot{V}$  (например, вследствие временной закупорки отверстия одной из форсунок) приводит к тому, что напор насоса будет превышать потребный напор системы. Вследствие этого поток жидкости в системе ускоряется и расход возрастает до прежнего значения.

В области точки *B* кратковременное уменьшение расхода на  $\Delta \dot{V}$ , возникающее по тем или иным причинам, вызывает увеличение потребного напора системы по отношению напора насоса и, как следствие этого, возникает торможение потока и дальнейшее снижение расхода. Аналогичные рассуждения можно провести и для кратковременного увеличения расхода на  $\Delta \dot{V}$ .

Таким образом, в области точки *B* имеется неустойчивое равновесие — малое возмущение вызывает резкое отклонение параметров от номинальных, а в области точки *A* режим устойчив (обладает

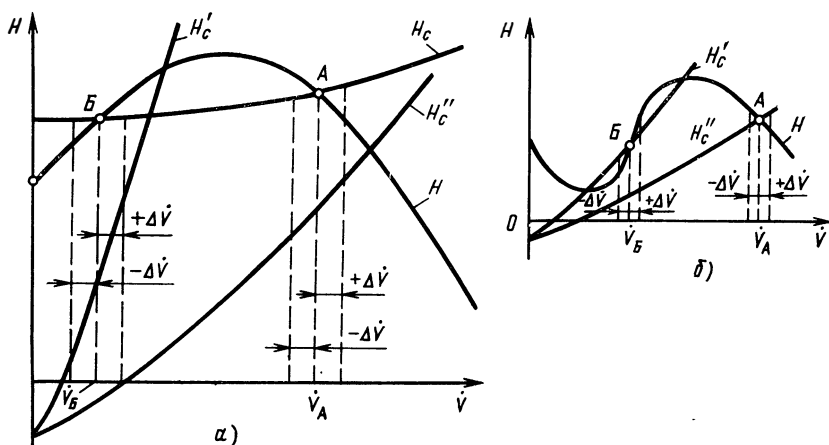


Рис. 5.15. Графическая интерпретация устойчивости насосной системы: *а* — с центробежным насосом; *б* — с осевым насосом

свойством самовыравнивания), так как малое отклонение не выводит систему из равновесия.

Математически условие устойчивого равновесия работы насоса в системе можно записать неравенством

$$\partial H_c / \partial \dot{V} > \partial H / \partial \dot{V}. \quad (5.7)$$

Графически это означает, что в точке пересечения характеристик насоса и системы касательная к характеристике системы должна проходить под большим углом к оси абсцисс, чем касательная к характеристике насоса. Меньший угол наклона касательной к характеристике системы в точке пересечения ее с характеристикой насоса может иметь место только при наличии левой возрастающей ветви характеристики насоса (участки вблизи точки *B* на рис. 5.15).

Чем круче характеристика системы, тем меньше вероятность неустойчивой работы, поэтому дросселирование, которое приводит к более крутому возрастанию характеристики системы, может служить средством устранения явлений, связанных с неустойчивостью.

Системы питания ЖРД имеют крутые характеристики потребных напоров, пересекающие ось абсцисс (кривые  $H'_c$  и  $H''_c$  на рис. 5.15), поэтому они, как правило, устойчивы, так как условие (5.7) соблюдается.

При эксплуатации ЖРД могут встретиться примеры неустойчивой работы насосных систем. Система питания ЖРД представляет собой сложную гидравлическую сеть, состоящую из нескольких насосов, турбин, газогенератора и трубопроводов. Несмотря на то, что условие статической устойчивости насоса с присоединенными к нему трубопроводами обычно выдерживается, изменение режима ТНА может привести к потере устойчивости системы в целом.

Так, если в схеме системы питания, приведенной на рис. 1.18, насос газогенератора имеет характеристику, показанную на рис. 5.15, *a*, то при работе на восходящей ветви напорной характеристики этого насоса, т. е. на участке, где  $\partial H / \partial \dot{V} > 0$ , увеличение расхода  $\dot{V}$ , сопровождающееся возрастанием напора *H*, ведет к повышению расхода газа через турбину. Это приводит к повышению угловой скорости ТНА. Псвышение угловой скорости приводит к дальнейшему увеличению расхода  $\dot{V}$  и напора *H* насоса унитарного топлива и, следовательно, ведет к дальнейшему повышению расхода газа через турбину, что, в свою очередь, вновь приводит к возрастанию угловой скорости и к потере устойчивости системы питания.

Аналогичная картина может иметь место и при работе газогенератора турбины на основных компонентах. При работе насоса на восходящей ветви напорной характеристики отклонение по расходу, приводящее к отклонению по напору такого же знака, влечет за собой изменение расхода газа через турбину, вследствие чего может произойти увеличение или уменьшение угловой скорости ТНА и потеря устойчивости ЖРД.

Наличие изменяющегося объема кавитационных полостей, обратных токов на входе в насос [9], а также нежесткость трубопроводов

приводит к возможности появления низкочастотных автоколебаний насосной системы [10]. Совпадение частот колебаний корпуса ракеты и системы питания может привести к продольной неустойчивости корпуса ракеты.

#### 5.4. СОВМЕСТНАЯ РАБОТА НАСОСОВ В СИСТЕМЕ

В системах питания ЖРД может встретиться последовательное соединение насосов. Бустерный насос (см. схему, приведенную на рис. 3.65) и основной насос представляют собой два последовательно установленных насоса. Последовательное соединение насосов может найти применение в ЖРД с большим давлением в камере сгорания. При охлаждении камеры компонентом топлива может оказаться нецелесообразным (из соображений прочности) подавать компонент в рубашку охлаждения под давлением, равным давлению в камере. Применяя два последовательно соединенных насоса, можно избежать высоких давлений в рубашке охлаждения. В ряде случаев газогенератор турбины, работающий на основных компонентах, целесообразней питать от отдельных насосов, в которые последовательно поступает часть компонентов от основных насосов (см. рис. 1.15). Наконец, последовательное и параллельное соединения насосов могут встретиться на стендах при использовании готовых агрегатов для работы в общей сети.

Для полного представления о возможных режимах в системе с последовательным или параллельным включением насосов необходимо рассмотреть их характеристики при совместной работе. При существенно различных характеристиках насосов может получиться, что соединение насосов не даст увеличения напора или расхода.

Рассмотрим совместную характеристику двух последовательно соединенных насосов I и II, имеющих различные исходные характеристики (рис. 5.16). Складывая значения напоров при одном и том же расходе, получим характеристику  $H = f(\dot{V})$  агрегата (отштрихованная кривая).

При расходах  $\dot{V} < \dot{V}_B$  суммарный напор больше напора любого из насосов. Чтобы построить характеристику на участке  $\dot{V}_B a$ , необходимо знать характеристику насоса II при  $\dot{V} > \dot{V}_B$ . При расходах, превышающих  $\dot{V}_B$  (а такие расходы через насос II обеспечивает насос I), у насоса II напор отрицателен. Это значит, что энергия жидкости уменьшается и насос работает на режиме тормоза и поглощает мощность, т. е. энергия отбирается от жидкости. Снижение напора в насосе II вызывает падение общего напора. Общий напор будет равен нулю, когда напор насоса I равен напору насоса II ( $a\beta = a\alpha$ ). Начиная с расхода, равного  $\dot{V}_B$ , и при больших расходах общий напор двух насосов будет меньше напора одного насоса I. Следовательно, для системы с характеристикой  $H'_c$  целесообразно применение двух последовательно установленных насосов ( $H_A > > H_D$ ), а для системы с характеристикой  $H'_c$  такое соединение нецелесообразно ( $H_B < H_E$ ). Прежде чем применить последовательное

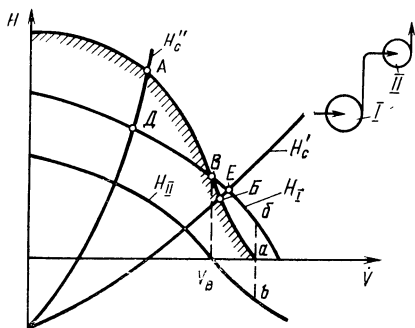


Рис. 5.16. Совместная характеристика двух последовательно соединенных насосов

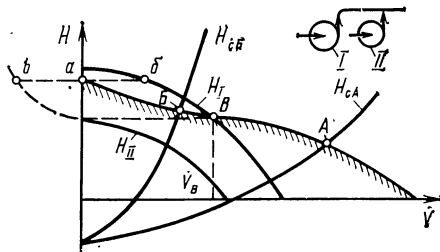


Рис. 5.17. Совместная характеристика двух параллельно работающих насосов

соединение двух различных насосов, всегда следует выяснить, какова будет их совместная характеристика.

Рассмотрим совместную характеристику двух различных насосов при их параллельном соединении (рис. 5.17). При таком соединении расходы суммируются при постоянном напоре и область рабочих режимов расширяется в сторону больших расходов. Параллельное соединение насосов полностью оправдывается для потребных напоров системы, меньших напора насоса II и нулевом расходе (характеристика системы  $H_{cA}$ ). Начиная с расхода  $\dot{V}_B$ , соответствующего напору для насоса II при  $\dot{V} = 0$ , жидкость из системы, питаемой насосом I с большим напором, будет протекать через насос II.

Для того чтобы построить совместную характеристику в области малых расходов, надо знать характеристику насоса II при отрицательных расходах (см. пунктирную часть характеристики  $H_{II}$ ). Сопоставляя расходы через оба насоса при одних и тех же напорах, получим характеристику их совместной работы (см. отштрихованную линию  $BA$ ). Общий расход  $\dot{V}$  будет равен нулю, когда  $a\dot{b} = \dot{b}b$ . При характеристике системы  $H_{cB}$  параллельное соединение двух насосов, имеющих различные характеристики, нецелесообразно.

Из сказанного следует, что для решения вопроса о совместной работе двух или более насосов, имеющих различные диапазоны напоров и расходов, необходимо получить их совместную характеристику и определить оптимальные режимы работы системы.

## 5.5. ОСЕВЫЕ И РАДИАЛЬНЫЕ СИЛЫ В ТНА

### 5.5.1. Осевые силы

#### 5.5.1.1. Насос

Неуравновешенные силы, действующие на рабочие колеса насосов, турбины и импеллерных уплотнений (см. разд. 2.6.4), передаются через вал на подшипники ТНА и нагружают их. Подшипники подбираются с учетом действующих сил, поэтому при проектировании ТНА осевые и радиальные силы должны быть известны. Для уменьшения усилий, действующих на подшипники, используют

различные конструктивные мероприятия. Некоторые из них мы рассмотрим в настоящем разделе.

Для определения осевой силы по формуле (2.63) надо знать распределение давления  $p$  по контрольной поверхности. Рассмотрим одноступенчатый шнекоцентробежный насос (см. рис. 2.36, а): в сечении  $a—a_1$  действует давление на входе в шнек  $p_1$ , а в сечении  $b—b_1$  — давление на выходе из шнека, равное  $p_1 + \rho H_{\text{ст. ш}}$ , где  $H_{\text{ст. ш}}$  — статический напор шнека; сечения  $b_1—в$  и  $г—г_1$  находятся в полости высокого давления и в них действуют большие давления.

Отделяемая уплотнением полость  $A$  (разгрузочная полость) соединяется несколькими отверстиями  $B$  со входом в центробежное колесо. Давление в разгрузочной полости в сечении  $д—д_1$  невелико, оно превышает давление за шнеком на величину перепада давлений в отверстиях  $\Delta p_{\text{отв}}$ :

$$p_{\text{раз}} = p_1 + \rho H_{\text{ст. ш}} + \Delta p_{\text{отв}}. \quad (5.8)$$

Если радиальная протяженность поверхностей  $b_1—в$  и  $г—г_1$  одинакова, то осевые силы, действующие на колесо, будут практически уравновешенными.

Если сместить заднее уплотнение на меньший радиус (см. рис. 2.36), то проекция сечения  $г—г_1$  на плоскость, перпендикулярную оси вращения, станет больше, чем проекция сечения  $b_1—в$ , и на колесе возникнет осевая сила, действующая в сторону входа. Смещение уплотнения на больший радиус дает силу, действующую со стороны входа. Таким путем можно получить необходимую по абсолютному значению и направлению осевую силу на колесе. Этой силой можно уравновесить, например, осевую силу, действующую на турбину, и можно разгрузить подшипники ТНА от осевой силы.

Отметим, что для исключения вредного влияния на поток в центробежном колесе утечек, подводимых через отверстия  $B$ , разгрузочную полость  $A$  иногда соединяют трубопроводом со входом в насос. В этом случае давление  $p_{\text{раз}}$  равно сумме давления на входе в насос и потерь давления в соединительном трубопроводе  $\Delta p_{\text{труб}}$ :

$$p_{\text{раз}} = p_{\text{вх}} + \Delta p_{\text{труб}}. \quad (5.9)$$

В одноступенчатом насосе утечки в осевом зазоре между колесом и корпусом направлены от периферии к центру. Поэтому давление  $p$ , действующее в сечениях  $b_1—в$  и  $г—г_1$ , определяется выражениями (3.66) и (3.67).

Зная распределение давления по элементам контрольной поверхности, можно перейти к определению осевой силы в одноступенчатом насосе. На основании изложенного интеграл в уравнении (2.63) можно представить через составляющие осевой силы в виде

$$\int_{F_z} p dF_z = \pi D_{\text{ш}}^2 p_1 / 4 + \pi \left( R_{y1}^2 - \frac{D_{\text{ш}}^2}{4} \right) (p_1 + \rho H_{\text{ст. ш}}) - \pi p_{\text{раз}} (R_{y2}^2 - R_{y3}^2) + J_1 - J_2, \quad (5.10)$$

$$\text{где } J_1 = \int_{F_z(b_1—в)} p dF_z; \quad J_2 = \int_{F_z(г—г_1)} p dF_z.$$



С помощью выражений (3.66) и (3.67) получим общую формулу для  $J_1$  и  $J_2$  (составляющих осевой силы, действующих в сечениях  $b_1-v$  и  $z-z_1$ , см. рис. 2.36):

$$J = \pi (\rho H_{\text{ст}} + p_1) (r_2^2 - R_y^2) - A, \quad (5.11)$$

где  $H_{\text{ст}}$  — статический напор колеса, см. формулу (3.65);

$$A = 2\pi r_2^2 \left\{ \frac{0,19}{\beta^2} \left[ (1,96\beta - 1) (p_2 - p_{r=0,85r_2}) - \left( 2,3\beta \frac{R_y}{r_2} - 1 \right) (p_2 - p_y) \right] + 0,067 (p_2 - p_{r=0,85r_2}) \right\}$$

при  $R_y < 0,85r_2$ ;

$$A = 42r_2^2 (p_2 - p_{r=0,85r_2}) \left[ \frac{1 - (R_y^2/r_2^2)}{2} - \frac{1 - (R_y^3/r_2^3)}{3} \right]$$

при  $R_y \geq 0,85r_2$ .

Разности давлений  $p_2 - p_y$  и  $p_2 - p_{r=0,85r_2}$  определяются соответственно по формулам (3.66) и (3.67). При подсчете сил  $J_1$  и  $J_2$  подставляют соответствующие значения радиуса уплотнения  $R_y$  и коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$ , зависящих от расхода через осевой зазор (см. рис. 3.23). С увеличением утечек давление в осевом зазоре падает и уменьшается осевая сила, действующая в сечении  $b_1-v$  (или  $z-z_1$ , см. рис. 2.36). Поэтому при равной радиальной протяженности поверхностей сечений  $b_1-v$  и  $z-z_1$  и разных утечках осевые силы, действующие на эти поверхности, будут различными.

Имея в виду соотношения (5.8) и (5.9), можно преобразовать выражение (5.10) соответственно для случаев соединения разгрузочной полости  $A$  насоса (см. рис. 2.36) с входом в колесо:

$$\int_{F_z} p dF_z = \pi (R_{y1}^2 + R_{y3}^2 - R_{y2}^2) p_1 + \pi r (R_{y1}^2 + R_{y3}^2 - R_{y2}^2 - D_{\text{ш}}^2/4) H_{\text{ст. ш}} - \pi (R_{y2}^2 - R_{y3}^2) \Delta p_{\text{отв}} + J_1 - J_2$$

и входом в насос:

$$\int_{F_z} p dF_z = \pi R_{y1}^2 p_1 - \pi (R_{y2}^2 - R_{y3}^2) p_{\text{вх}} + \pi r (R_{y1}^2 - D_{\text{ш}}^2/4) H_{\text{ст. ш}} - \pi (R_{y1}^2 - R_{y3}^2) \Delta p_{\text{тр.уб}} + J_1 - J_2. \quad (5.13)$$

С помощью соотношений (2.63), (5.10), ..., (5.13) рассчитывается осевая сила, действующая на шнекоцентробежное колесо насоса.

### 5.5.1.2. Турбина

Остановимся на приближенном определении осевой силы в турбине (см. рис. 2.36). Для подсчета осевой силы по формуле (2.63) надо знать распределение давления по сечениям  $a-a_1$ ;  $b-b_1$  и  $a_1-b_1$ . В сечении  $a-a_1$  действует давление на выходе из соплового аппарата  $p_1$ , в сечении  $b-b_1$  — давление на выходе из турбины  $p_2$ , а в сечении  $a_1-b_1$  — среднее давление между  $p_1$  и  $p_2$ . Тогда в сечении  $a-a_1$  возникает осевая сила, равная  $F_z(a-a_1)p_1$ , в сечении  $b-b_1$  — осевая сила  $F_z(b-b_1)p_2$ , в сечении  $a_1-b_1$  —  $F_z(a_1-b_1)(p_1 + p_2)/2$ . Формула (2.63) для осевой силы на колесе турбины принимает вид

$$R_z = \dot{m} (c_{1z} - c_{2z}) + \frac{\pi}{4} [(D_{\text{ср}} + h_{1л})^2 - d_b^2] p_1 - \frac{\pi}{4} (D_{\text{ср}} + h_{2л})^2 p_2 + \frac{\pi}{4} [(D_{\text{ср}} + h_{2л})^2 - (D_{\text{ср}} + h_{1л})^2] \frac{p_1 + p_2}{2}. \quad (5.14)$$

В реактивной турбине  $p_1 > p_2$ , поэтому на колесе возникает значительная осевая сила, действующая по направлению потока газа. В активной турбине давления  $p_1$  и  $p_2$  почти одинаковы и осевая сила практически близка к нулю. Последнее обстоятельство часто является решающим для выбора активной турбины в качестве предкамерной турбины ЖРД, так как в реактивных предкамерных турбинах осевые силы могут быть велики и достигать сотен кило뉴тонов.

Для уменьшения осевой силы в диске реактивной осевой турбины можно сделать несколько разгрузочных отверстий, изображенных на рис. 2.36 пунктиром. При наличии отверстий давления по обе стороны диска выравниваются и осевая сила на колесе уменьшается. Для уменьшения утечек газа через отверстия осевой зазор между передней поверхностью диска и корпусом должен уплотняться. Применение разгрузочных отверстий нежелательно, так как они, концентрируя напряжения, понижают прочность диска турбины.

### 5.5.1.3. ИмPELLерное уплотнение

В конструкции ТНА часто используют имPELLерные уплотнения вала (см. рис. 3.24). В связи с тем, что диск имPELLерного уплотнения — имPELLер удерживает определенный перепад давлений, на нем возникает осевая сила. Определим эту силу. Так как через имPELLерное уплотнение почти не протекает жидкость, то выражение для осевой силы (2.63) имеет вид

$$R_z = \int_{F_z} p dF_z = \int_{F_z (\sigma - \sigma_1)} p dF_z - \int_{F_z (a - a_1)} p dF_z. \quad (5.15)$$

Направление осевой силы со стороны гладкого диска имPELLера принято за положительное.

В осевом зазоре со стороны диска с лопатками (см. рис. 3.24) жидкость движется с угловой скоростью  $\omega_{ж} = \varphi\omega$ , где  $\omega$  — угловая скорость имPELLера (см. разд. 3.1.2.1). Распределение давления в пространстве, занятом жидкостью, найдем интегрированием выражения (3.61):

$$p = p_{1 \text{ имп}} + \rho \frac{\varphi^2 \omega^2}{2} (r^2 - r_{ж}^2). \quad (5.16)$$

С помощью выражения (5.16) найдем осевую силу, действующую на диск с лопатками. Имея в виду, что на поверхность, ограниченную радиусами  $r_B$  и  $r_{ж}$  (см. рис. 3.24), воздействует давление  $p_{1 \text{ имп}}$ , получим

$$\int_{F_z (a-a')} p dF_z = \int_{r_B}^{r_{2 \text{ имп}}} p 2\pi r dr = \pi (r_{2 \text{ имп}}^2 - r_B^2) p_{1 \text{ имп}} + \pi \rho \frac{\varphi^2 \omega^2}{4} (r_{2 \text{ имп}}^2 - r_{ж}^2)^2. \quad (5.17)$$

При малом зазоре жидкость со стороны гладкого диска (в связи с отсутствием расходного течения) движется с угловой скоростью, равной половине угловой скорости имPELLера  $\omega$ . Поэтому изменение давления по радиусу находится интегрированием соотношения (3.61):

$$p = p_{2 \text{ имп}} - \rho \omega^2 (r^2 - r_B^2)/8. \quad (5.18)$$

С помощью выражения (5.18) можно определить силу, действующую в сечении  $b-b'$  (см. рис. 3.24):

$$\int_{F_z (b-b')} p dF_z = \int_{r_B}^{r_{2 \text{ имп}}} p 2\pi r dr = \pi (r_{2 \text{ имп}}^2 - r_B^2) p_{2 \text{ имп}} - \pi \rho \omega^2 (r_{2 \text{ имп}}^2 - r_B^2)^2 / 16. \quad (5.19)$$

Подставляя формулы (5.17) и (5.19) в (5.15), получим выражение для осевой силы, действующей на импеллер,

$$R_z = \pi (r_{2 \text{ имп}}^2 - r_B^2) (p_{2 \text{ имп}} - p_{1 \text{ имп}}) + \pi \rho \omega^2 (r_{2 \text{ имп}}^2 - r_B^2)^2 / 16 - \pi \rho \varphi^2 \omega^2 (r_{2 \text{ имп}}^2 - r_{\text{ж}}^2)^2 / 4. \quad (5.20)$$

Радиус поверхности  $r_{\text{ж}}$  определяется по перепаду давлений на импеллерном уплотнении  $p_{2 \text{ имп}} - p_{1 \text{ имп}}$  с помощью формулы (3.72). При максимальном перепаде давлений  $(p_{2 \text{ имп}} - p_{1 \text{ имп}})_{\text{max}}$  осевой зазор со стороны диска с лопатками будет заполнен жидкостью ( $r_{\text{ж}} = r_{1 \text{ имп}}$ ). Пренебрегая различием между радиусами  $r_{1 \text{ имп}}$  и  $r_B$ , находим формулу для осевой силы при заполненном жидкостью импеллере. Подставив в выражение (5.20) соотношение (3.73), получим

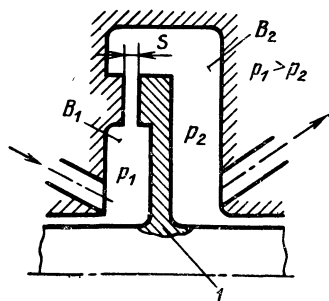
$$R_z = \pi \frac{\varphi^2 - 0,25}{4} \rho \omega^2 (r_{2 \text{ имп}}^2 - r_B^2)^2. \quad (5.21)$$

Осевое усилие на импеллере может достигать больших значений, которыми нельзя пренебрегать при расчете осевой силы ТНА.

#### 5.5.1.4. Разгрузка ротора ТНА

В ТНА осевое усилие, действующее на упорный подшипник, находится векторным сложением осевых сил, приложенных к одному валу насоса, турбины и импеллеров уплотнений. Для разгрузки подшипника от осевой силы подбирают определенным образом радиус расположения заднего уплотнения центробежного колеса насоса. Такая разгрузка подшипника возможна только на одном режиме работы ТНА. Как правило, этот режим расчетный. Для того чтобы осуществить разгрузку на других режимах ТНА, предусматривается автоматическое гидравлическое разгрузочное устройство (автомат разгрузки).

Принцип действия такого устройства можно пояснить следующим образом. Элемент 1, соединенный с валом, в частном случае диск (см. рис. 5.18), разделяет малым зазором  $S$  полости  $B_1$  и  $B_2$ . Полость  $B_1$



соединяется с полостью высокого давления насоса; полость  $B_2$  имеет достаточно большой объем и соединена с полостью низкого давления. Пусть на валу возникло осевое усилие, направленное справа налево. Вал перемещается под действием этого усилия. Зазор  $S$  уменьшается, потери при перетекании жидкости через зазор возрастают, расход

Рис. 5.18. Схема автоматического гидравлического разгрузочного устройства

через зазор падает и тогда давление  $p_1$  возрастает, а  $p_2$  уменьшается. На диске увеличивается сила, действующая слева направо, компенсирующая возникшую на валу силу, направленную справа налево. Если возникает осевая сила, действующая слева направо, то зазор  $S$  увеличивается, давление  $p_1$  уменьшается, а  $p_2$  возрастает и осевая сила уменьшается. Перемещение вала и изменение зазора  $S$  происходит до тех пор, пока изменение давлений не приведет к полной компенсации, возникшей на валу осевой силы.

Недостаток использования разгрузочного устройства заключается в уменьшении расходного КПД насоса, связанном с дополнительными утечками жидкости высокого давления в полость низкого давления.

Разгрузочный диск потребляет мощность из-за трения о жидкость. Для исключения этого недостатка часто совмещают поверхность диска, образующего полость высокого давления  $B_1$ , с внешней поверхностью заднего диска центробежного колеса насоса. В этом случае вблизи вала образуют саморегулирующийся зазор  $S$  между диском колеса и корпусом, после которого жидкость поступает в полость низкого давления, аналогичную полости  $B_2$ .

## 5.5.2. Радиальные силы

### 5.5.2.1. Насос

На колесо действует два вида радиальных сил: гидродинамическая сила от неравномерности параметров потока по окружности выхода из колеса, вызываемой течением в отводе, и подъемная сила в щелевых уплотнениях колеса, аналогичная силе в подшипниках скольжения (в плавающих уплотнениях отсутствует). Подъемная сила вызывается гидродинамической радиальной силой, так как под ее действием возникает прогиб вала, приводящий к эксцентриситету между осью вращения колеса и осью щелевого уплотнения. Если колесо разгружено от гидродинамической радиальной силы, то подъемная сила не возникает. Рассмотрим гидродинамическую радиальную силу и способы ее уменьшения, в том числе до нуля.

В насосе с одновитковым спиральным отводом (см. рис. 3.10) давление и скорость по окружности выхода из центробежного колеса равномерны только вблизи расчетного режима (рис. 5.19, 5.20). Для расходов, меньших расчетного, сечения спирального отвода оказываются перерасширенными (см. разд. 3.1.4.2). Поэтому поток в отводе тормозится и давление по длине спирального сборника возрастает. При этом нарушается радиальная симметрия потока — со стороны выходной части сборника на колесо действует повышенное давление. Это приводит к возникновению на колесе радиальной силы, направленной со стороны выходных сечений сборника.

Для расходов, превышающих расчетный расход, сечения отвода становятся суженными. Давление по длине сборника падает, и появляется радиальная сила, направленная со стороны начальной части сборника.

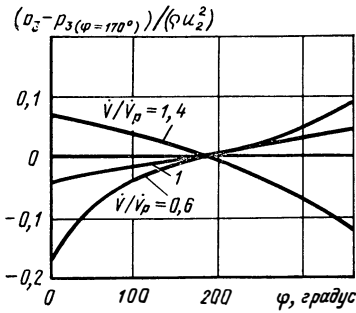


Рис. 5.19. График распределения давления по окружности выхода из колеса (по начальной окружности сборника)

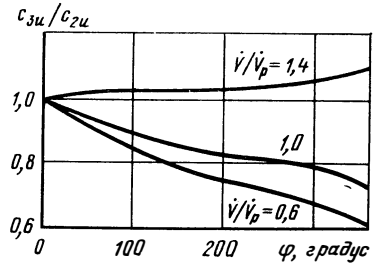


Рис. 5.20. Графики изменения окружной составляющей скорости потока по окружности выхода из колеса

Давления и скорости потока на начальной окружности сборника ( $R_3 = r_2$ ) можно рассчитать, используя соотношения разд. 3.1.1.5 (здесь и далее индекс «3» относится к параметрам на выходе колеса). Полагая в формулах (3.21) и (3.23)  $r = r_2 = R_3$ , получим

$$c_{3u}/c_{2u} = 1 - 0,505(1 - c_{uR}/c_{2u}); \quad (5.22)$$

$$\frac{p_3 - p_R}{\rho c_{2u}^2} = \left(0,25 + 0,75 \frac{c_{uR}}{c_{2u}}\right)^2 \ln \frac{r_2}{R}. \quad (5.23)$$

Выражение для радиальной скорости  $c_{3r}$  найдем из уравнения неразрывности

$$c_{3r} b_3 r_2 d\varphi = d(c_{uR} F).$$

Откуда

$$c_{3r} = \frac{1}{b_3 r_2} \frac{d(c_{uR} F)}{d\varphi}.$$

Решая последнее уравнение с помощью соотношения (3.24), получим

$$\frac{c_{3r}}{c_{2u}} = \frac{1}{2b_3 r_2} \left[ 1,94(1 + \varepsilon) \frac{c_{uR} 2\pi}{c_{2u}} \left(\frac{F}{F_{2\pi}}\right)^\varepsilon + 0,06 \right] \frac{dF}{d\varphi}. \quad (5.24)$$

Здесь индекс  $2\pi$  относится к параметрам, соответствующим  $\varphi = 2\pi$ .

Из формулы (5.24) следует, что радиальная скорость потока зависит от градиента нарастания площади сборника. Так как обычно изменение площади носит сложный характер, зависимость (5.24) не сводится к квадратам.

Скорость потока  $c_{uR}$  зависит от площади сечения сборника  $F$ , см. формулу (3.24), а площадь  $F$ , в свою очередь, связана с центральным углом сборника  $\varphi$  (см. рис. 3.10, в). Поэтому с помощью формул (5.22), ..., (5.24) можно определить изменение давления и скорости по углу  $\varphi$  (по окружности колеса). Результаты таких расчетов в качестве примера приведены на рис. 5.19, ..., 5.21.

Формулы, выражающие зависимость гидродинамической радиальной силы от давлений и скоростей, полученные с помощью теоремы

о количестве движения, имеют вид

$$R_{rx} = -b_3 r_2 \int_0^{2\pi} p_3 \cos \varphi d\varphi - \rho b_3 r_2 \left( \int_0^{2\pi} c_{3r}^2 \cos \varphi d\varphi - \int_0^{2\pi} c_{3r} c_{3u} \sin \varphi d\varphi \right); \quad (5.25)$$

$$R_{ry} = -b_3 r_2 \int_0^{2\pi} p_3 \sin \varphi d\varphi - \rho b_3 r_2 \left( \int_0^{2\pi} c_{3r}^2 \sin \varphi d\varphi + \int_0^{2\pi} c_{3r} c_{2u} \cos \varphi d\varphi \right), \quad (5.26)$$

где  $R_{rx}$ ;  $R_{ry}$  — проекции радиальной силы на оси  $x$ ,  $y$ .

Проекции определяют значение и направление радиальной силы:

$$R_r = \sqrt{R_{rx}^2 + R_{ry}^2}; \quad (5.27)$$

$$\varphi_{R_r} = \operatorname{arctg} \frac{R_{ry}}{R_{rx}}. \quad (5.28)$$

Соотношения (5.25), ..., (5.28) показывают, что для расчета радиальной силы и определения ее направления надо проинтегрировать уравнения (5.25) и (5.26). В связи со сложностью выражений для давления и скоростей необходимо численное интегрирование этих уравнений с использованием ЭВМ.

Радиальные силы в насосах с одновитковым отводом могут достигать десятков килоньютонов. Для уменьшения силы целесообразно уменьшать ширину входа в сборник  $b_3$  (уменьшение ширины колеса  $b_2$ ) и профилировать специальным образом сборник. Пусть насос в основном работает при расходах, меньших и равных расчетному. Тогда для выравнивания давления по окружности колеса (см. рис. 5.19) следует увеличить давления в начальных сечениях сборника (малые  $\varphi$ ) и уменьшить в выходных сечениях (большие  $\varphi$ ). Это может быть достигнуто уменьшением скоростей потока в начальных сечениях и увеличением в выходных, т. е. площади начальных сечений надо несколько увеличить, а выходных — уменьшить, сохраняя площадь сечения горла  $F_r$  неизменной. Если насос работает в основном при расходах, больших расчетного, то для выравнивания давления на окружности колеса (см. рис. 5.19) надо, наоборот, площади начальных сечений уменьшить, а выходных — увеличить. В том и другом случаях площадь сечений сборника  $F$  должна плавно нарастать по углу  $\varphi$ .

Однако, даже при специальном профилировании одновиткового спирального сборника, радиальную силу можно уменьшить, но не исклчить. Практически полную разгрузку колеса от радиальной силы можно обеспечить, если вместо одновиткового отвода использовать двухвитковый лопаточный или канальный отводы.

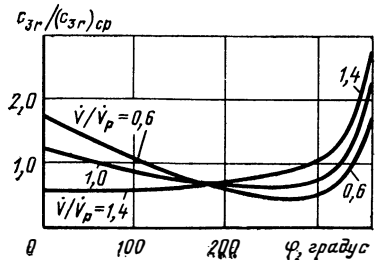


Рис. 5.21. Графики изменения радиальной составляющей скорости по окружности выхода из колеса

В насосе с двухвитковым спиральным отводом (см. рис. 3.11) витки *A* и *B* являются радиально-симметричными. Если обеспечить через них одинаковые расходы, то из-за радиально-осевой симметрии течения радиальная сила на колесе не возникает.

Условие равенства расходов через сечения *n—n*, *б—б* витков *A* и *B* выполняется при

$$c_n = c_b. \quad (5.29)$$

Равны расходы также через сечения *а'—а'* и *б'—б'*, в этих же сечениях средние давления должны быть одинаковы, т. е.

$$p_{cp\ a'} = p_{cp\ б'}. \quad (5.30)$$

Среднее давление в промежуточном сечении витков *A* и *B* найдем из уравнения энергии

$$p_{cp} = p_{0\ вх} + \rho (H_k - L_c) - \rho c_{cp}^2/2, \quad (5.31)$$

где  $H_k$  — напор колеса;  $c_{cp}$  — средняя скорость в сечении.

Получив с помощью соотношения (5.31) выражения для давлений в сечениях *n—n* и *б—б*, найдем зависимости для давлений  $p_{cp\ a'}$  и  $p_{cp\ б'}$ , учтя потери в переводном канале *B* и в канале *D* (см. рис. 3.11):

$$p_{cp\ a'} = p_{0\ вх} + \rho (H_k - L_c) - \rho \left( \frac{F_n}{F_{a'}} \right)^2 \frac{c_n^2}{2} - \rho \zeta_B \frac{c_n^2}{2}; \quad (5.32)$$

$$p_{cp\ б'} = p_{0\ вх} + \rho (H_k - L_c) - \rho \left( \frac{F_b}{F_{б'}} \right)^2 \frac{c_b^2}{2} - \rho \zeta_D \frac{c_b^2}{2}, \quad (5.33)$$

где  $\zeta_B$ ,  $\zeta_D$  — коэффициенты потерь в каналах *B* и *D* (см. рис. 3.11).

Уравнения (5.32) и (5.33) совместно с равенством (5.30) позволяют получить выражение для геометрических параметров отвода, удовлетворяющее условию (5.29), при котором радиальная сила равна нулю:

$$\frac{F_{a'}}{F_n} = \frac{1}{\sqrt{\left( \frac{F_b}{F_{б'}} \right)^2 + \zeta_D - \zeta_B}}. \quad (5.34)$$

Обычно  $F_b/F_{б'} = 0,9 \dots 1,0$ ;  $\zeta_D = 0,05 \dots 0,10$ ;  $\zeta_B = 0,3 \dots 0,4$ . При этом из формулы (5.34) получим, что  $F_{a'}/F_n = 1,2 \dots 1,4$ . Таким образом, для разгрузки колеса от радиальной силы переводной канал *B* двухвиткового спирального отвода (см. рис. 3.11) следует выполнять диффузорным.

В насосе со спиральным отводом, имеющим кольцевой лопаточный диффузор (см. рис. 3.12), диффузор расположен после колеса. Его лопатки равномерно расположены по окружности. Если создать равномерное распределение расхода жидкости по каналам лопаточного диффузора, то из-за радиально-симметричного сечения на выходе колеса радиальная сила будет равна нулю. Равномерное распределение расхода по каналам обеспечивается специальным про-

филированием сборника. Условие равенства расходов через каналы записывается в виде

$$\dot{V}_k = \dot{V}/z_d, \quad (5.35)$$

где  $\dot{V}_k$  — расход через канал;  $\dot{V}$  — расход через насос.

Расход через сечение сборника  $F_i$ , соответствующее выходу из  $i$ -го канала, определяется выражением

$$\dot{V}_i = c_{uRi} F_i = \dot{V}_k i = \dot{V} i / z_d. \quad (5.36)$$

Для определения окружной составляющей скорости потока в сечениях сборника  $c_{uRi}$  рассмотрим течение в сборнике.

Течение в спиральном сборнике описывается дифференциальным уравнением [2], которое при использовании лопаточного диффузора принимает вид:

$$\frac{c_{uR}}{c_{5u}} + (F + \lambda) \frac{d(c_{uR}/c_{5u})}{d(F + \lambda)} = 0, \quad (5.37)$$

где  $c_{uR}$  — окружная составляющая скорости потока в середине сечения сборника;

$$c_{5u} = \frac{k_5 \dot{V} \operatorname{ctg} \alpha_{5\pi}}{2\pi R_5 b_5}$$

— скорость на выходе лопаточного диффузора;  $k_5$  — коэффициент сужения сечения на выходе лопаточного диффузора;  $F$  — площадь поперечного сечения спирального сборника.

В уравнение (5.37) введена постоянная  $\lambda$ , так как задача определения характера течения в спиральном сборнике является краевой. Действительно, в начальном сечении сборника ( $\varphi_c = 0$ ,  $F = F_0$ ) скорость потока  $c_{uR} = c_{5u}$ , в выходном сечении сборника ( $F = F_r$ ) скорость  $c_{uR} \approx c_r = \dot{V}/F_r$ .

Соотношение (5.37) является уравнением с разделяющимися переменными. Решение этого уравнения при указанных краевых условиях имеет вид

$$\frac{c_{uR}}{c_{5u}} = \frac{\frac{c_r}{c_{5u}} (F_r - F_0)}{\frac{c_r}{c_{5u}} (F_r - F) + (F - F_0)}. \quad (5.38)$$

Наличие зазора между лопаточным диффузором и языком спирального отвода ( $F_0 \neq 0$ ) приводит при обтекании языка к дополнительным потерям и возмущениям, вызывающим пульсации давления и вибрации конструкции. Поэтому целесообразно выбирать зазор минимальным из технологических соображений (на рис. 3.12 зазор отсутствует). Тогда площадь  $F_0$  практически будет равна нулю и уравнение (5.38) примет вид

$$\frac{c_{uR}}{c_{5u}} = \frac{1}{1 + (c_{5u}/c_r - 1) F/F_r}. \quad (5.39)$$



Подставляя соотношение (5.39) в формулу (5.36), после преобразований получим

$$\frac{F_i}{F_r} = \frac{1}{1 + \frac{c_{su}}{c_r} \frac{z_d - i}{i}} \quad (5.40)$$

Формула (5.40) определяет площади сечений сборника, при которых обеспечиваются равномерные расходы по каналам лопаточного диффузора и, следовательно, разгрузка колеса от радиальной силы.

Результаты расчетов по формуле (5.40) приведены на рис. 5.22. Видно, что характер изменения площадей зависит от отношения скоростей  $c_r/c_{su}$ . При отношении, равном единице, площади сборника изменяются линейно.

В насосе с отводом с кольцевым канальным диффузором (см. рис. 3.14) площади сечения спирального сборника  $F_i$ , соответствующие выходам из каналов и обеспечивающие разгрузку колеса от радиальной силы, также определяется по формуле (5.40).

### 5.5.2.2. Турбина

В турбине радиальная сила возникает при парциальном подводе газа. Рассмотрим осевую турбину, принимая, что давление на наружной цилиндрической поверхности колеса равномерно. При парциальном подводе газ, выходя из соплового аппарата, обтекает только те лопатки колеса, которые находятся на дуге подвода. Поэтому окружные силы на лопатках дают момент относительно оси вращения и радиальную силу. Так, элементарная сила  $dR_u$  (рис. 5.23) дает момент

$$dM = r_{cp} dR_u \quad (5.41)$$

и радиальную силу  $dR_r = dR_u$ .

Примем, что каждый элемент дуги подвода создает один и тот же момент. Тогда

$$dM = \frac{M}{\varphi_0} d\varphi = \frac{M}{2\pi\varepsilon} d\varphi. \quad (5.42)$$

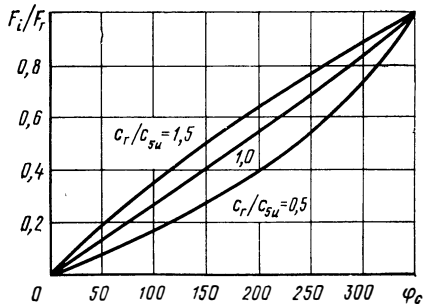


Рис. 5.22. График оптимального изменения относительной площади сечения спирального отвода с лопаточным кольцевым диффузором при изменении  $\varphi_c$  ( $z_0 = 5 \dots 15$ )

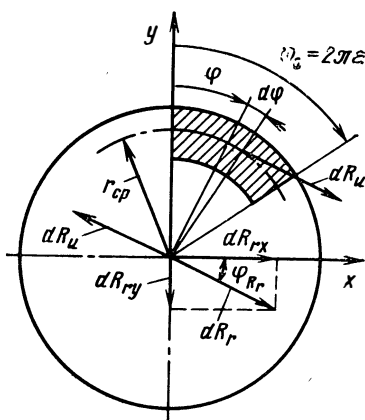


Рис. 5.23. Схема, используемая при расчете радиальной силы в осевой парциальной турбине

Момент  $M$  отличается от момента на валу турбины  $M_T$  на величину момента, вызванного трением диска о газ и вентиляционными потерями. Пренебрегая этими потерями, приближенно получим

$$M \approx M_T = N_T / \omega, \quad (5.43)$$

где  $N_T$  — мощность турбины.

Используя выражения (5.41), ..., (5.43), найдем

$$dR_r = \frac{N_T}{2\pi\epsilon u} = d\varphi.$$

Проекция силы на оси  $x$  и  $y$ :

$$dR_{rx} = dR_r \cos \varphi = \frac{N_T}{2\pi\epsilon u} \cos \varphi d\varphi;$$

$$dR_{ry} = -dR_r \sin \varphi = -\frac{N_T}{2\pi\epsilon u} \sin \varphi d\varphi.$$

Проекция результирующей радиальной силы  $R_r$  найдем интегрированием по дуге подвода соответственно  $dR_{rx}$  и  $dR_{ry}$ :

$$R_{rx} = \frac{N_T}{2\pi\epsilon u} \int_0^{\varphi_0} \cos \varphi d\varphi = \frac{N_T}{2\pi\epsilon u} \sin \varphi_0 = \frac{N_T}{2\pi\epsilon u} \sin 2\pi\epsilon; \quad (5.44)$$

$$R_{ry} = -\frac{N_T}{2\pi\epsilon u} \int_0^{\varphi} \sin \varphi d\varphi = -\frac{N_T}{2\pi\epsilon u} (1 - \cos \varphi_0) = -\frac{N_T}{2\pi\epsilon u} (1 - \cos 2\pi\epsilon). \quad (5.45)$$

Радиальная сила, действующая на колесо парциальной осевой турбины,

$$R_r = \sqrt{R_{rx}^2 + R_{ry}^2}.$$

После подстановки в последнюю формулу выражений (5.44) и (5.45) получим

$$R_r = \frac{N_T}{\pi \sqrt{2} \cdot \epsilon u} \sqrt{1 - \cos 2\pi\epsilon}. \quad (5.46)$$

Из формулы (5.46) следует, что с уменьшением степени парциальности  $\epsilon$  радиальная сила  $R_r$  возрастает. Направление радиальной силы  $R_r$  определим по ее проекциям  $R_{rx}$  и  $R_{ry}$ :

$$\varphi_{Rr} = \arctg \frac{R_{ry}}{R_{rx}} = \arctg \frac{1 - \cos 2\pi\epsilon}{\sin 2\pi\epsilon}.$$

Уменьшить радиальную силу  $R_r$  до нуля можно, разделив одну дугу подвода газа на две симметрично расположенные. Однако при этом КПД турбины падает (см. разд. 4.5.2.2). В радиальной турбине с парциальным подводом радиальная сила может быть определена, если известно распределение давления по окружности входа в колесо. Достоверные данные по распределению давления могут быть получены экспериментальным путем.

Определив радиальные силы, действующие на колеса насосов и турбины, можно найти радиальные усилия на подшипниках. Для этого следует рассмотреть вал как балку, расположенную на опорах (подшипниках).

### 5.6. КПД ТНА

КПД ТНА — отношение суммы полезных мощностей насосов ТНА к располагаемой адиабатной мощности турбины

$$\eta_{\text{ТНА}} = \frac{\sum \dot{m}_n H}{(\dot{m}_T L_{0 \text{ ад}})}. \quad (5.47)$$

Для ТНА, состоящего из турбины и трех насосов (окислителя, горючего и газогенераторного, см. рис. 1.15), выражение (5.47) примет вид

$$\eta_{\text{ТНА}} = (\dot{m}_{\text{ок}} H_{\text{ок}} + \dot{m}_{\text{г}} H_{\text{г}} + \dot{m}_{\text{гг}} H_{\text{гг}}) / \dot{m}_T L_{0 \text{ ад}}. \quad (5.48)$$

Здесь индексом «гг» обозначены параметры газогенераторного насоса, индексом «ок» параметры насоса окислителя, индексом «г» параметры насоса горючего

Выразив произведение  $\dot{m}_n H$  через  $N_n \eta_n$  и  $\dot{m}_T L_{0 \text{ ад}}$  через  $N_T / \eta_T$ , получим

$$\eta_{\text{ТНА}} = \left( \frac{N_{\text{ок}}}{N_T} \eta_{\text{ок}} + \frac{N_{\text{г}}}{N_T} \eta_{\text{г}} + \frac{N_{\text{гг}}}{N_T} \eta_{\text{гг}} \right) \eta_T. \quad (5.49)$$

Если КПД насосов равны  $\eta_{\text{ок}} = \eta_{\text{г}} = \eta_{\text{гг}} = \eta_n$ , то, так как  $N_T = N_{\text{ок}} + N_{\text{г}} + N_{\text{гг}}$ ,

$$\eta_{\text{ТНА}} = \eta_n \eta_T.$$

В зависимости от значений КПД насосов и турбины КПД ТНА может находиться в пределах 0,25 ... 0,60. Большие значения КПД соответствуют ТНА с предкамерной турбиной. Предкамерные турбины имеют больший КПД, чем автономные.

### 5.7. СВЯЗЬ МАССЫ ТНА С ГИДРОДИНАМИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ ЖРД

Масса ТНА в значительной мере определяется его гидродинамическими параметрами.

Элементы подводов, колес насосов и турбины ТНА можно условно разделить на полые цилиндры и диски. Масса полого цилиндра в килограммах определяется как

$$m_{\text{ц}} = \rho_m \pi D_{\text{ц}} \delta_{\text{ц}} l_{\text{ц}}, \quad (5.50)$$

где  $\rho_m$  — плотность материала, кг/м<sup>3</sup>;  $D_{\text{ц}}$ ,  $\delta_{\text{ц}}$ ,  $l_{\text{ц}}$  — соответственно характерные внешний диаметр, толщина стенок и длина цилиндра, м.

Массу диска  $m_{\text{д}}$  можно выразить следующим образом:

$$m_{\text{д}} = \rho_m \pi D_{\text{д}}^2 \delta_{\text{д}} / 4, \quad (5.51)$$

где  $D_{\text{д}}$ ,  $\delta_{\text{д}}$  — соответственно характерные диаметр и толщина диска.

Если отнести для насоса толщины  $\delta_{\text{ц}}$  и  $\delta_{\text{д}}$  к какой-либо характерной его толщине  $\delta_{\text{н}}$ , а остальные линейные размеры — к характерному диаметру насоса  $D_{\text{н}}$ , то выражения (5.50) и (5.51) примут вид

$$m_{\text{ц}} = \rho_{\text{м}} \pi \bar{D}_{\text{ц}} \bar{l}_{\text{ц}} \bar{\delta}_{\text{ц}} D_{\text{н}}^2 \delta_{\text{н}} = \rho_{\text{м}} K_{\text{ц}} D_{\text{н}}^2 \delta_{\text{н}};$$

$$m_{\text{д}} = \rho_{\text{м}} \pi \bar{D}_{\text{д}}^2 \bar{\delta}_{\text{д}} \bar{D}_{\text{д}}^2 \delta_{\text{н}} / 4 = \rho_{\text{м}} K_{\text{д}} D_{\text{н}}^2 \delta_{\text{н}}.$$

Масса насоса выразится в виде суммы масс цилиндрических и дисковых элементов:

$$m_{\text{н}} = \sum m_{\text{ц}} + \sum m_{\text{д}} = D_{\text{н}}^2 \delta_{\text{н}} (\sum \rho_{\text{м}} K_{\text{ц}} + \sum \rho_{\text{м}} K_{\text{д}}). \quad (5.52)$$

Обозначив выражение в скобках в формуле (5.52) через  $K'_{\text{н}}$ , получим

$$m_{\text{н}} = K'_{\text{н}} D_{\text{н}}^2 \delta_{\text{н}}. \quad (5.53)$$

В массе насоса значительную долю составляют массы корпусов подвода и отвода. Поэтому характерные размеры насоса  $D_{\text{н}}$  и  $\delta_{\text{н}}$ , входящие в выражение (5.53), будем определять по подводу и отводу насоса.

Естественно, что в насосах, развивающих большие давления, большую долю массы составляет масса отводов. Масса подвода составляет большую долю массы насосов, в которых велики расходы компонента.

Определим характерный диаметр  $D_{\text{н}}$  по подводу, а толщину  $\delta_{\text{н}}$  — по отводу. Размеры подвода зависят от объемного расхода, поэтому можно записать

$$\pi D_{\text{н}}^2 / 4 = K_{\text{подв}} \dot{V} / c_{\text{подв}}, \quad (5.54)$$

где  $c_{\text{подв}}$  — характерная скорость жидкости в подводе,  $K_{\text{подв}}$  — константа.

Характерная толщина отвода, нагруженного значительными силами от внутреннего давления  $p_{\text{отв}}$ , определяется по формуле, известной из курса сопротивления материалов, для короткого цилиндра, нагруженного внутренним давлением,

$$\delta_{\text{н}} = p_{\text{отв}} D_{\text{отв}} / R_z, \quad (5.55)$$

где  $R_z$  — прочность материала на разрыв.

Диаметр отвода  $D_{\text{отв}}$  в формуле (5.55) определяется диаметром колеса насоса  $D_2$ , а давление  $p_{\text{отв}}$  можно принять пропорциональным  $\rho H$ . Тогда формула (5.55) примет вид

$$\delta_{\text{н}} = K'_{\text{отв}} \rho H D_2 / R_z. \quad (5.56)$$

После преобразований формулы (5.56) с учетом того, что  $H \sim \omega^2 D^2$ , получим

$$\delta_{\text{н}} = K_{\text{отв}} \rho H^{3/2} / \omega. \quad (5.57)$$

Здесь  $K'_{\text{отв}}$  и  $K_{\text{отв}}$  — константы.

Подставив выражения (5.54) и (5.57) в соотношение (5.53), после объединения постоянных насоса в коэффициент насоса  $K_{\text{н}}$  получим

$$m_{\text{н}} = K_{\text{н}} \rho \dot{V} H^{3/2} / \omega. \quad (5.58)$$

Из формулы (5.58) видно влияние гидродинамических параметров насоса на его массу. С увеличением напора насоса  $H$  и расхода  $\dot{V}$  и с уменьшением угловой скорости  $\omega$  масса насоса возрастает.

Такое влияние гидродинамических параметров объясняется следующим образом. С увеличением напора возрастает давление в насосе, что требует утолщения корпуса отвода. Помимо этого, для создания большого напора требуется большой диаметр центробежного колеса и, следовательно, большие размеры отвода. К увеличению размеров колеса и отвода ведет также уменьшение угловой скорости  $\omega$ . Влияние расхода  $\dot{V}$  на массу насоса проявляется в основном через размеры подводящего патрубка. С увеличением  $\dot{V}$  размеры патрубка возрастают.

Принимая, что насосы окислителя и горючего имеют близкие значения  $K_H$ , можно с помощью формулы (5.58) записать выражение для их суммарной массы:

$$m_{ок} + m_{г} = \frac{K_H}{\omega} (\rho_{ок} \dot{V}_{ок} H_{ок}^{3/2} + \rho_{г} \dot{V}_{г} H_{г}^{3/2}). \quad (5.59)$$

Выразив массу турбины ТНА в виде доли от суммарной массы насосов, можно из формулы (5.59) получить формулу для массы ТНА

$$m_{ТНА} = \frac{K_{ТНА}}{\omega} (\rho_{ок} \dot{V}_{ок} H_{ок}^{3/2} + \rho_{г} \dot{V}_{г} H_{г}^{3/2}), \quad (5.60)$$

где  $K_{ТНА}$  — константа.

В формуле (5.60) для одновальных ТНА с одной турбиной и одноступенчатыми насосами с односторонним входом, имеющими суммарный объемный расход  $\dot{V}_{ок} + \dot{V}_{г} > 0,06$  м<sup>3</sup>/с, можно принимать  $K_{ТНА} = (0,3 \dots 0,35) 10^{-3}$  с<sup>3</sup>·рад/м<sup>3</sup>.

При меньших расходах компонентов влияние расхода на массу ТНА оказывается несущественным. Для таких ТНА формула (5.60) имеет следующий вид:

$$m_{ТНА} = K'_{ТНА} (\rho_{ок} H_{ок}^{3/2} + \rho_{г} H_{г}^{3/2}) / \omega, \quad (5.61)$$

где  $K'_{ТНА} = (0,12 \dots 0,18) 10^{-4}$  с<sup>2</sup>·рад.

Для насосов с двусторонним входом значения  $K_{ТНА}$  следует принимать на 10 ... 15 % большими.

Масса бустерного насосного агрегата (БНА) оценивается по формуле

$$m_{БНА} = K_{БНА} \rho \dot{V} H_{б.н}^{3/2} / \omega_{б.н}, \quad (5.62)$$

где  $K_{БНА} = (0,015 \dots 0,025)$  с<sup>3</sup>·рад/м<sup>3</sup>;  $H_{б.н}$ ,  $\omega_{б.н}$  — напор и угловая скорость вала бустерного насоса.

Формулы (5.60), ..., (5.62) позволяют в первом приближении оценить массу ТНА и БНА по гидродинамическим параметрам, не прибегая к конструкторской проработке. С их помощью можно при расчете различных вариантов ТНА и БНА оценить эффективность каждого из вариантов по массе.

## 5.8. ОТНОСИТЕЛЬНАЯ МАССА И УДЕЛЬНАЯ МОЩНОСТЬ ТНА

Относительной массой ТНА называется масса ТНА, приходящаяся на единицу его мощности, равной мощности турбины:

$$\bar{m}_{\text{ТНА}} = m_{\text{ТНА}}/N_{\text{T}}. \quad (5.63)$$

При одной и той же схеме ЖРД (например, ЖРД с дожиганием) при одинаковых давлениях в камере и на входе в насосы относительная масса характеризует конструктивное совершенство ТНА. Чем меньше относительная масса, тем совершеннее ТНА.

Найдем связь относительной массы ТНА с его параметрами. Рассмотрим ТНА с расходом  $\dot{V}_{\text{ок}} + \dot{V}_{\text{г}} > 0,06 \text{ м}^3/\text{с}$ , для которых масса определяется по формуле (5.60). Мощность турбины выразим через мощность насосов окислителя и горючего

$$N_{\text{T}} = N_{\text{ок}} + N_{\text{г}} = \dot{m}_{\text{ок}} H_{\text{ок}}/\eta_{\text{ок}} + \dot{m}_{\text{г}} H_{\text{г}}/\eta_{\text{г}}. \quad (5.64)$$

Подставляя соотношения (5.60) и (5.64) в формулу (5.63), получим

$$\bar{m}_{\text{ТНА}} = \frac{K_{\text{ТНА}} \sqrt{H_{\text{г}}}}{\omega} \eta_{\text{г}} / \frac{1 + K_m (H_{\text{ок}}/H_{\text{г}})^{3/2}}{1 + K_m H_{\text{ок}} \eta_{\text{г}} / (H_{\text{г}} \eta_{\text{ок}})}, \quad (5.65)$$

где  $K_m$  — массовое соотношение компонентов топлива ЖРД.

Можно приближенно принять равными КПД насосов окислителя и горючего и их напоры (кроме насосов водородных ТНА). Тогда, принимая во внимание, что напор насоса горючего связан с давлением в камере сгорания ЖРД (см. разд. 1.1), из выражения (5.65) получим

$$\bar{m}_{\text{ТНА}} \approx k \sqrt{\bar{p}_{\text{к}}}/\omega, \quad (5.66)$$

где  $k$  — константа.

Соотношение (5.66) показывает, что относительная масса ТНА возрастает с увеличением давления в камере ЖРД и уменьшается с ростом угловой скорости вала ТНА. Напомним, что  $\omega$  зависит от давления компонентов топлива на входе в насосы (см. разд. 3). С увеличением давления  $\omega$  возрастает. Относительная масса ТНА составляет 0,007 ... 0,02. Повышение  $\omega$  возможно также при улучшении антикавитационных качеств насосов и применении в системе питания бустерных насосных агрегатов. В последнем случае следует говорить об относительной массе системы питания:

$$\bar{m}_{\text{с. п}} = \frac{(m_{\text{ТНА}} + m_{\text{БНА ок}} + m_{\text{БНА г}})}{N_{\text{T}}},$$

где  $m_{\text{БНА ок}}$ ,  $m_{\text{БНА г}}$  — масса бустерных насосных агрегатов окислителя и горючего.

Обратной величиной относительной массы является удельная мощность ТНА — отношение мощности турбины к массе ТНА:

$$N_{\text{уд}} = N_{\text{T}}/m_{\text{ТНА}} = 1/\bar{m}_{\text{ТНА}}. \quad (5.67)$$

Удельная мощность ТНА составляет 50 ... 150 кВт/кг.

ТНА ЖРД среди всех видов лопаточных двигательных и энергетических установок имеют самую большую мощностную отдачу с 1 кг их массы.

## 5.9. УДЕЛЬНАЯ ВИБРОНАГРУЖЕННОСТЬ ТНА

Потери энергии в насосах и турбинах сопровождаются пульсациями давлений и скоростей. Энергия пульсаций частично преобразуется в энергию вибраций. Поэтому часть потерь энергии переходит в энергию вибраций, которая характеризует вибронгруженность конструкции. Следовательно, потери энергии также будут характеризовать вибронгруженность конструкции. Удельная вибронгруженность ТНА представляет отношение мощности потерь  $N_{п\ ТНА}$  к массе  $m_{ТНА}$ :

$$S_{ТНА} = N_{п\ ТНА} / m_{ТНА}. \quad (5.68)$$

Мощность потерь в ТНА равна сумме потерь в насосах и в турбине:

$$N_{п\ ТНА} = N_{п.\ ох} + N_{п.\ г} + N_{п.\ гг} + N_{п.\ т}, \quad (5.69)$$

где  $N_{п.\ ох}$ ,  $N_{п.\ г}$ ,  $N_{п.\ гг}$ ,  $N_{п.\ т}$  — мощности потерь насоса окислителя, насоса горючего, газазогераторного насоса и турбины.

Для насоса мощность потерь равна разности полной (потребляемой) мощности и полезной, а для турбины — разности располагаемой адиабатной мощности и эффективной:

$$N_{п.\ н} = N_{н} - N_{пол} = N_{н} (1 - \eta_{н}); \quad (5.70)$$

$$N_{п.\ т} = N_{0\ ад} - N_{т} = N_{т} (1 - \eta_{т}) / \eta_{т}. \quad (5.71)$$

После преобразований выражения (5.68) с помощью соотношений (5.49), (5.67), ..., (5.71) получим

$$S_{ТНА} = N_{уд} (1 - \eta_{ТНА}) / \eta_{т}. \quad (5.72)$$

Из формулы (5.72) видно, что удельная вибронгруженность ТНА уменьшается с увеличением КПД насосов и турбины: при  $\eta \rightarrow 1$  величина  $S_{ТНА} \rightarrow 0$ .

Значение  $S_{ТНА}$  составляет 20 ... 100 кВт/кг. При большой удельной вибронгруженности ТНА, превышающей 60 кВт/кг, вибрации достигают высокого уровня, при котором энергия вибраций уже не поглощается конструкцией. Могут возникать дефекты и разрушения ТНА, что требует при отработке дополнительного совершенствования конструкции (увеличения жесткости и прочности элементов ТНА, повышения КПД насосов и турбины и т. п.).

## 5.10. АЛГОРИТМ РАСЧЕТА ТНА КАК ЭЛЕМЕНТА САПР ДВИГАТЕЛЬНЫХ УСТАНОВОК С ЖРД

### 5.10.1. Общие сведения

Развитие возможностей вычислительной техники и совершенствование теории процессов, происходящих в двигательных установках (ДУ) с ЖРД, позволяют создать систему автоматизированного проектирования (САПР). САПР дает возможность при сокращении трудоемкости проведения расчетов увеличить глубину и точность проектных проработок, обеспечить получение оптимальных решений. Это в конечном счете приводит к сокращению сроков и

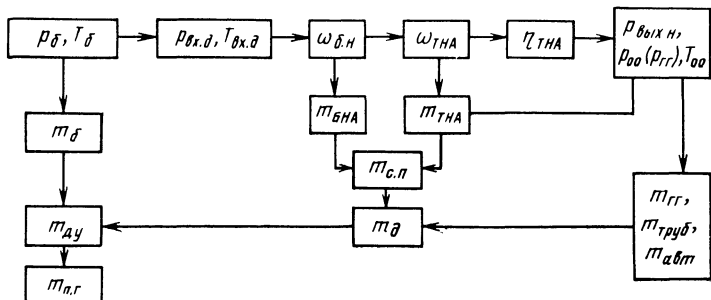


Рис. 5.24. Структурная схема влияния параметров системы питания ЖРД с дожиганием на целевые функции оптимизации двигательной установки (ДУ):

$p, T$  — давление и температура компонентов топлива;  $m$  — масса; «п. г» — полезный груз «б» — топливные баки; «д» — двигатель, «с. п» — системы питания двигателя; «б. н» — бустерный насос; «н» — насос ТНА; «труб» — трубопроводы двигателя; «авт» — агрегаты автоматики

затрат на создание ДУ, уменьшает вероятность их морального старения.

Разработка ЖРД ведется в соответствии с техническим заданием (ТЗ) разработчика ДУ. В ТЗ определяется схема ЖРД (с дожиганием, без дожигания), топливо и основные параметры: тяга, удельный импульс тяги, давление на срезе сопла, давление и температура компонентов топлива на входе, масса ЖРД и др. Эти данные определяются разработчиком ДУ в результате вариантных расчетов на ЭВМ с использованием модели ДУ. Модель ДУ позволяет оптимизировать параметры ДУ (в том числе и параметры ЖРД). При этом могут быть поставлены различные цели оптимизации, т. е. достижения оптимума (максимума или минимума) различных целевых функций. В качестве целевых функций принимается полезный груз, выводимый ступенью (или приращение скорости), начальная масса ДУ.

Параметры системы питания ЖРД, в том числе и ТНА, существенно влияют на целевые функции (рис. 5.24, 5.25). Так, уменьше-

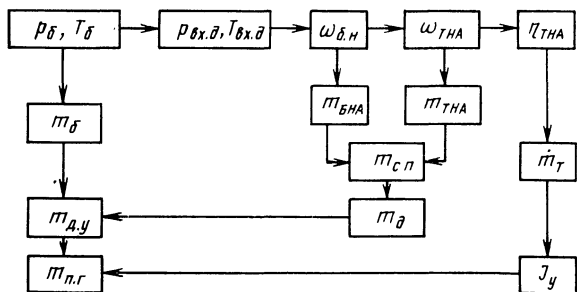


Рис. 5.25. Структурная схема влияния параметров системы питания ЖРД без дожигания на целевые функции оптимизации двигательной установки.

$I_y$  — удельный импульс тяги (остальные обозначения см. в подписи к рис. 5.24)



ние давления и температуры топлива на входе в систему питания приводит к уменьшению массы баков и, следовательно, массы ДУ. Увеличение частоты вращения ТНА уменьшает его массу, что ведет к снижению массы ЖРД и ДУ. К таким же результатам ведет повышение КПД ТНА (КПД насосов и турбины) ЖРД с дожиганием (см. рис. 5.24), так как позволяет уменьшить необходимое давление на выходе насосов, а также давление и температуру на входе в турбину (в газогенераторе). В ЖРД без дожигания (см. рис. 5.25) увеличение КПД насосов и турбины приводит к уменьшению расхода газа через турбину, что повышает удельный импульс тяги и ведет к росту полезного груза ступени.

При разработке ТЗ проводятся проектные расчеты на ЭВМ с использованием модели ЖРД. Целью расчетов является оптимизация параметров агрегатов ЖРД (в том числе и ТНА). При этом целевыми функциями могут быть температура и давление газа перед турбиной, угловая скорость ТНА и др. Полученные оптимальные параметры агрегатов ЖРД являются исходными при их проектировании. Для ТНА исходными параметрами могут быть угловая скорость, расходы компонентов топлива, газа через турбину, давления на входе и выходе насосов и турбины, температура компонентов и газа.

Модель ЖРД, как и модель ДУ, представляет комплекс машинных программ, описывающих процессы в агрегатах и системах ЖРД, а также связи между ними, т. е. модель строится по модульному принципу (модуль-программа).

Модуль-программа предпочтительнее одной сложной программы. Модули можно широко использовать для решения частных задач (расчет агрегатов или систем при проектировании, анализ процессов в агрегатах при отработке, в том числе при проявлении неисправностей и отказов) без использования всей модели, что более экономично. Помимо этого, ускоряется машинная отладка модели и упрощается совершенствование модели, сводящееся к совершенствованию и увеличению числа модулей, проводимым обычно в разное время.

Модуль-программа включает алгоритм расчета, пакет перфокарт (перфолент, магнитных лент) и инструкцию для пользователя. Алгоритм является совокупностью математических соотношений, расположенных в последовательности, определяющей процесс расчета, преобразования исходных данных в искомый результат. Алгоритм отражает уровень знаний о рассматриваемом процессе и основывается на теории процесса. Он переводится на машинный язык с последующей разработкой пакета перфокарт (перфолент, магнитных лент) для определенного типа ЭВМ. Алгоритм является определяющей частью программы, так как он сохраняется при переходе с одного машинного языка на другой (с одного типа ЭВМ на другой тип). Отсюда следует, что разработка алгоритма является необходимым условием разработки программ САПР.

Далее рассмотрен вопрос оптимизации основных параметров ТНА и приведены алгоритмы гидравлического расчета шнекоцентробежных насосов окислителя и горючего, а также газодинамического

расчета предкамерных и автономных турбин. Алгоритмы основаны на теории насосов и турбин, изложенной в разд. 3 и 4. Приведены примеры расчетов насосов и турбин с использованием указанных алгоритмов. Результаты расчетов являются исходными для разработки конструкции ТНА и последующей оптимизации его прочностных характеристик.

## 5.10.2. Оптимизация основных параметров ТНА

### 5.10.2.1. Выбор параметров ТНА с автономной турбиной

Система питания ЖРД с ТНА (см. разд. 1.4) может иметь автономную или предкамерную турбину. Выбор той или иной схемы определяется назначением ЖРД. Как правило, в ЖРД средних и больших тяг используют схему с предкамерной турбиной (схему с дожиганием), позволяющую получить больший удельный импульс тяги. В ЖРД с предкамерной турбиной можно иметь высокие давления в камере сгорания, так как в ней отсутствует выброс газа после турбины, понижающий удельный импульс тяги.

Система питания с предкамерной турбиной может быть выполнена по различным схемам. Параметры системы питания — расход газа через турбину, давление на выходе из насосов, температура и давление перед турбиной (в газогенераторе), частота вращения ТНА и т. п. — определяются схемой системы питания. Схема системы питания определяет также конструктивные особенности насосов и турбины ТНА. В настоящем разделе рассмотрены вопросы выбора системы питания и определения основных параметров системы питания при заданных тяге, удельном импульсе тяги и соотношении компонентов топлива в ЖРД. Выбор схемы питания и определение ее основных параметров всегда предшествуют подробному расчету ТНА, так как они определяют параметры, на которые должны быть рассчитаны насосы и турбина, и возможные алгоритмы оптимизации. Сначала рассмотрим схему питания с автономной турбиной как более простую.

В системе питания с автономной турбиной (схема ЖРД без дожигания) для привода турбины используется восстановительный газ, вырабатываемый в газогенераторе (см. рис. 1.17). Использование восстановительного газа не связано с опасностью возгорания металла при высоких температурах газа, которая существует при применении окислительного газа. Поэтому для неохлаждаемых турбин можно допустить более высокую температуру восстановительного газа (1000 ... 1200 К), чем окислительного (600 ... 800 К). Кроме того, газовая постоянная больше у восстановительного газа. Все это способствует уменьшению необходимого расхода газа через турбину  $\dot{m}_T$ .

Расход  $\dot{m}_T$  является одним из основных параметров системы питания с автономной турбиной. Чем меньше  $\dot{m}_T$ , тем более высоким будет удельный импульс тяги ЖРД (см. рис. 5.25). Обеспечению наименьшего значения  $\dot{m}_T$  подчинен выбор типа и параметров насо-

сов и турбины ТНА. Расход  $\dot{m}_T$  находят из условия равенства (баланса) мощностей насосов и турбины ТНА:

$$N_{\text{ок}} + N_T = N_T. \quad (5.73)$$

Выражение (5.73) можно переписать в виде

$$\dot{m}_{\text{ок}} H_{\text{ок}} / \eta_{\text{ок}} + \dot{m}_T H_T / \eta_T = \dot{m}_T L_{0 \text{ ад}} \eta_T. \quad (5.74)$$

Расходы компонентов топлива  $\dot{m}_{\text{ок}}$  и  $\dot{m}_T$  определяются тягой, удельным импульсом и массовым соотношением компонентов топлива в ЖРД с учетом расхода компонентов на привод турбины (см. разд. 1.4). Напоры насосов  $H_{\text{ок}}$  и  $H_T$  могут быть найдены по давлению в камере сгорания  $p_K$  и по сопротивлению напорных магистралей окислителя и горючего (см. разд. 1.1). КПД насосов  $\eta_{\text{ок}}$  и  $\eta_T$  можно оценить с помощью зависимостей, приведенных на рис. 3.27, по значению коэффициента быстроходности  $n_s$ , см. формулу (2.164).

Выразим  $\omega$  через кавитационные параметры насоса окислителя с помощью формулы (3.146). Тогда выражение (2.164) примет вид

$$n_s = 0,365 \frac{C_{\text{срв. ок}} \sqrt{i_{\text{ок}}} (\Delta h_{\text{срв. ок}})^{3/4}}{V \dot{V}_{\text{ок}}} \frac{V \bar{V}}{(H/z)^{3/4}}, \quad (5.75)$$

где  $i_{\text{ок}}$  — число входов в первую ступень насоса окислителя;  $z$  — число ступеней насоса.

Подставив в соотношение (5.75) соответствующие значения  $\dot{V}$ ,  $H$  и  $z$  для насоса окислителя или насоса горючего, получим значения коэффициентов быстроходности  $n_{s \text{ ок}}$  и  $n_{sT}$ .

Из рис. 3.27 следует, что определенному диапазону значений  $n_s$  соответствуют большие значения КПД насосов и, следовательно, меньшие потребляемые мощности. Уменьшение мощности насосов, см. формулу (5.74), снижает расход газа через турбину  $\dot{m}_T$ , поэтому надо стремиться к повышению КПД насосов.

При сочетании параметров, приводящем к малым  $n_s$ , можно его увеличить, чтобы повысить КПД насосов и, следовательно, КПД ТНА. Из выражения (5.75) видно, что увеличение  $n_s$  достигается увеличением  $C_{\text{срв. ок}}$ . Для этого насос окислителя следует выполнять с перерасширенным входом в шнек (большие значения  $K_{D_{\text{ш}}}$ ). В отдельных случаях насос окислителя целесообразно выполнять с двусторонним входом ( $i_{\text{ок}} = 2$ ).

Увеличить  $n_s$  и, следовательно, повысить КПД можно путем выполнения насосов не одноступенчатыми, а многоступенчатыми (например, с двумя ступенями:  $z = 2$ ). Наибольшего эффекта можно ожидать для насоса горючего, который из-за малого объемного расхода  $\dot{V}$  и большого напора  $H$  обычно имеет в одноступенчатом варианте малый коэффициент быстроходности.

Окончательно выбрав конструкцию насосов и определив (принимая  $C_{\text{срв. ок}} = 3000 \dots 4000$  и  $K_{D_{\text{ш}}} = 6,5 \dots 7,5$ ) их КПД ( $\eta_{\text{ок}}$ ,  $\eta_T$ ), можно из уравнения баланса мощностей (5.74) найти необходимый расход газа через турбину  $\dot{m}_T$ . При этом КПД турбины  $\eta_T$  определяется по соотношениям разд. 4.5.4. Напомним, что давление на

входе в турбину (давление в газогенераторе) определяется давлением на выходе из насоса окислителя, меньшим давления на выходе насоса горючего (при охлаждении камеры сгорания горючим).

Давление на выходе из турбины зависит от того, выбрасывается ли газ непосредственно в окружающую среду или через дополнительные сопла (см. разд. 1.4). Для уменьшения расхода  $\dot{m}_T$  следует увеличивать коэффициент работы  $\bar{L}_T$  и в отдельных случаях (см. разд. 4.6.2.2) следует применять двухступенчатую активную турбину со ступенями скорости, если это приводит к повышению КПД турбины.

Обычно при определении параметров системы питания ЖРД с автономной турбиной исходят из необходимости получения наименьшего расхода газа через турбину  $\dot{m}_T$ . Однако иногда  $\dot{m}_T$  бывает заданным. Это имеет место, когда газ после турбины подается в специальные рулевые сопла, создающие тягу для управления полетом ракеты. В этом случае расход газа через турбину определяется соотношением

$$\dot{m}_T = P_c / I_{y.c},$$

где  $P_c$ ,  $I_{y.c}$  — соответственно тяга и удельный импульс тяги рулевых сопел.

Давление на выходе из турбины будет также задано — оно определится давлением на входе в рулевые сопла. В этих условиях мощность турбины, необходимая для привода насосов, обеспечивается соответствующей адиабатной работой турбины, см. формулу (4.3), т. е. выбором температуры и давления газа на входе в турбину. Так как при этом расход газа через турбину больше, то температура и давление будут меньше, чем в том случае, когда стремятся получить расход  $\dot{m}_T$  наименьшим. В отдельных случаях при больших тягах рулевых сопел (больших расходах через турбины  $\dot{m}_T$ ) для получения необходимой мощности турбины идут на перепуск части газа в сопла, минуя турбину, ибо дальнейшее уменьшение температуры и давления на входе в турбину (в газогенераторе) может привести к неустойчивому процессу горения в газогенераторе.

#### 5.10.2.2. Выбор параметров ТНА с предкамерной турбиной

Особенность системы питания с предкамерной турбиной состоит в том, что расход газа через турбину  $\dot{m}_T$  является заданным. Он определяется расходом того компонента топлива, на избытке которого работает газогенератор. В схеме с окислительным газогенератором это расход окислителя. Для такой схемы (см. рис. 1.14) уравнение баланса мощностей (5.73) можно записать в виде

$$\frac{\dot{m}_{ок} H_{ок}}{\eta_{ок}} + \frac{\dot{m}_T H_T}{\eta_T} = \dot{m}_{ок} \frac{1 + K_{гг}}{K_{гг}} L_{0 ад} \eta_T, \quad (5.76)$$

так как  $\dot{m}_T = \dot{m}_{ок} + \dot{m}_{гг} = \dot{m}_{ок} + \frac{\dot{m}_{ок}}{K_{гг}} = \dot{m}_{ок} \frac{1 + K_{гг}}{K_{гг}}$ . Здесь  $\dot{m}_{гг}$  — расход горючего через газогенератор;  $K_{гг}$  — массовое соотношение компонентов топлива в газогенераторе.

Расходы компонентов  $\dot{m}_{\text{OK}}$  и  $\dot{m}_{\text{Г}}$  определяются тягой, удельным импульсом тяги и массовым соотношением компонентов топлива в ЖРД (см. разд. 1.1).

Напоры насосов зависят от давления в газогенераторе:

$$H_{\text{OK}} = (p_{\text{ВЫХ}} - p_{\text{ВХ}})_{\text{OK}} / \rho_{\text{OK}} = (p_{\text{ГГ}} + \Delta p_{\text{МАГ. OK}} - p_{\text{ВХ. OK}}) / \rho_{\text{OK}}; \quad (5.77)$$

$$H_{\text{Г}} = (p_{\text{ВЫХ}} - p_{\text{ВХ}})_{\text{Г}} / \rho_{\text{Г}} = (p_{\text{ГГ}} + \Delta p_{\text{МАГ. Г}} - p_{\text{ВХ. Г}}) / \rho_{\text{Г}}, \quad (5.78)$$

где  $\Delta p_{\text{МАГ. OK}}$ ,  $\Delta p_{\text{МАГ. Г}}$  — соответственно потери давления магистралей окислителя и горючего от выхода из насоса до входа в газогенератор (с учетом сопротивления форсунок). Обычно  $\Delta p_{\text{МАГ. OK}} = 1 \dots 2$  МПа,  $\Delta p_{\text{МАГ. Г}} = 3 \dots 4$  МПа.

Давление на выходе из насоса горючего  $p_{\text{ВЫХ. Г}} = p_{\text{ГГ}} + \Delta p_{\text{МАГ. Г}}$  не должно быть меньше давления, необходимого для подачи горючего в камеру сгорания  $p'_{\text{ВЫХ. Г}} = p_{\text{К}} + \Delta p'_{\text{МАГ. Г}}$ , где  $\Delta p'_{\text{МАГ. Г}}$  — потери давления в магистрали от выхода из насоса до входа в камеру сгорания, включая потери давления в охлаждающем тракте камеры сгорания. Обычно  $\Delta p'_{\text{МАГ. Г}} = 7 \dots 9$  МПа. Если окажется, что  $p'_{\text{ВЫХ. Г}} > p_{\text{ВЫХ. Г}}$ , то напор  $H_{\text{Г}}$  нужно определять по давлению  $p'_{\text{ВЫХ. Г}}$ .

КПД насосов можно оценить, как при системе питания с автономной турбиной (см. разд. 5.10.2.1), по коэффициенту быстроходности  $n_s$ , подсчитанному по формуле (5.75). Так как  $n_s$  зависит от  $H$ , а  $H$  зависит от  $p_{\text{ГГ}}$ , см. формулы (5.77) и (5.78), то КПД насосов также зависит от давления в газогенераторе  $p_{\text{ГГ}}$ .

Расход  $\dot{m}_{\text{OK}}$  известен, а КПД предкамерных турбин с полным подводом ( $\epsilon = 1$ ) равен 0,75 ... 0,85 при обычных для этих турбин  $u/c_{\text{ад}} = 0,4 \dots 0,8$ , поэтому мощность турбины определяется адиабатной работой  $L_{\text{Oад}}$ .

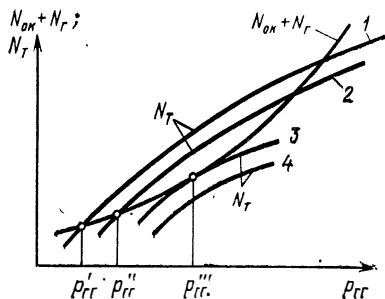
Давление на выходе из турбины  $p_2$  определяется давлением в камере сгорания, в которую поступает газ после турбины:  $p_2 = p_{\text{К}} + \Delta p'_{\text{МАГ. Т}}$ , где  $\Delta p'_{\text{МАГ. Т}}$  — потери давления в магистрали, отводящей газ от турбины в камеру сгорания. Обычно  $\Delta p'_{\text{МАГ. Т}} = 1 \dots 1,5$  МПа. Поэтому адиабатная работа  $L_{\text{Oад}}$  зависит от температуры  $T_{00}$  и давления на входе в турбину  $p_{00}$ , которое связано с давлением в газогенераторе:  $p_{00} = p_{\text{ГГ}} - \Delta p_{\text{МАГ. Т}}$ , где  $\Delta p_{\text{МАГ. Т}}$  — потери давления в газопроводе, отводящем газ из газогенератора в турбину. Обычно  $\Delta p_{\text{МАГ. Т}} = 0,5 \dots 1$  МПа. Отметим, что температурой  $T_{00}$  определяется значение  $K_{\text{ГГ}}$ .

Таким образом, при расчете системы питания с предкамерной турбиной из параметров, определяющих мощности насосов и турбины, неизвестными являются давление в газогенераторе  $p_{\text{ГГ}}$  и температура газа перед турбиной (в газогенераторе)  $T_{00}$ . Их значения определяются уравнением баланса мощностей насосов и турбины (5.76).

Обычно из соображений прочности турбины и стойкости к возгоранию задаются температурой окислительного газа при неохлаждаемой турбине  $T_{00} = 600 \dots 800$  К и находят из условия баланса мощностей необходимое давление в газогенераторе  $p_{\text{ГГ}}$ . Иногда

Рис. 5.26. Графики для определения давления в газогенераторе системы питания с предкамерной турбиной:

1 —  $p'_k$ ; 2 —  $p''_k > p'_k$ ; 3 —  $p_{k. \text{пред}} > p''_k$ ; 4 —  $p_k > p_{k. \text{пред}}$



может быть задано  $p_{ГГ}$ , тогда определяется необходимая температура  $T_{00}$ .

При заданной температуре  $T_{00}$  вывести из формулы (5.76) аналитическое выражение для необходимого давления  $p_{ГГ}$  затруднительно. Поэтому значение  $p_{ГГ}$  определяют графическим путем. Для ряда значений  $p_{ГГ}$  определяют сумму мощностей насосов  $N_{ок} + N_{Г}$  и мощность турбины  $N_{Т}$  (кривая 1 на рис. 5.26). Давление  $p_{ГГ}$ , при котором соблюдается баланс мощностей, см. формулы (5.76), ..., (5.78), является искомой величиной. На рис. 5.26 это  $p_{ГГ}^{\prime\prime}$  (из значений  $p_{ГГ}$ , при которых удовлетворяется равенство (5.76), выбираем меньшее).

При увеличении давления в камере сгорания  $p_k$  и постоянном значении  $p_{ГГ}$  мощность насосов не изменяется, см. формулы (5.76), ... (5.78), мощность турбины падает, так как при том же  $p_{ГГ}$  с увеличением  $p_k$  степень понижения давления в турбине  $\delta = p_{00}/p_2 = (p_{ГГ} - \Delta p_{\text{Mag. T}})/(p_k + \Delta p_{\text{Mag. T}})$  уменьшается (кривая 2 на рис. 5.26). Давление  $p_{ГГ}$ , при котором соблюдается баланс мощностей, возрастает ( $p_{ГГ}^{\prime}$ ).

При определенном давлении в камере сгорания кривая 3 зависимости мощности турбины от  $p_{ГГ}$  касается в одной точке кривой суммы мощностей насосов (на рис. 5.26  $p_{ГГ} = p_{ГГ}^{\prime\prime\prime}$ ). Значение давления  $p_k$  предельное ( $p_{k. \text{пред}}$ ), так как при больших давлениях условие баланса мощностей не выполняется (кривая 4 на рис. 5.26).

Для увеличения  $p_{k. \text{пред}}$  надо увеличить мощность, создаваемую турбиной (например, повышением температуры газа  $T_{00}$  или переходом на схему с двумя турбинами — окислительной и восстановительной), или уменьшить мощности, потребляемые насосами (например, повышением КПД насосов).

При заданном  $p_k$  с уменьшением мощности, потребляемой насосами, давление в газогенераторе  $p_{ГГ}$  снижается, так как для создания меньшей мощности требуется меньшая степень понижения давления в турбине  $\delta$ .

Уменьшить мощность насосов можно увеличением их КПД. Отсюда следует, что повышение КПД насосов способствует уменьшению давления в газогенераторе  $p_{ГГ}$ . Такое же влияние на давление  $p_{ГГ}$  оказывает и увеличение КПД турбины. Следовательно, в системе питания с предкамерной турбиной повышение экономичности насосов и турбины приводит к снижению давления в газогенераторе и на выходе насосов (или к уменьшению температуры в газогенераторе, если давление  $p_{ГГ}$  задано).

Снижение давления в газогенераторе ЖРД с предкамерной турбиной способствует уменьшению массы газогенератора и ТНА, т. е. дает возможность сделать ЖРД и ДУ с меньшей массой (см. рис. 5.24). Повысить КПД насосов можно, например, увеличением коэффициентов их быстроходности  $n_s$ . Это достигается увеличением числа ступеней насоса  $z$ , как видно из формулы (5.75).

При больших давлениях в камере сгорания ( $p_{\kappa} > 30$  МПа) может оказаться целесообразным применение многоступенчатых насосов. Для ЖРД, работающих на жидком водороде, использование многоступенчатого насоса горючего оказывается целесообразным уже при  $p_{\kappa} = 4,5 \dots 5,0$  МПа, так как из-за малой плотности водорода напор насоса горючего значителен и при одной ступени насоса значение  $n_s$  и, следовательно, значения КПД получаются низкими. Выполнение водородных насосов многоступенчатыми позволяет уменьшить окружную скорость на наружном диаметре колеса до значения, допустимого из соображений прочности ( $u_2 < 500$  м/с).

В схеме с предкамерной турбиной антикавитационные качества системы питания повышаются благодаря применению бустерных струйных и лопаточных насосов. Их применение повышает значения  $n_s$  [в формулу (5.75) вместо  $C_{срв.ок}$  следует подставлять  $C_{с.п.ок}$ ] и КПД насосов и таким путем способствует уменьшению давления в газогенераторе. Однако затрата мощности на привод бустерных насосов требует некоторого увеличения давления  $p_{гг}$  или температуры  $T_{00}$ . Если лопаточный бустерный насос приводится газовой турбиной и газ после турбины выбрасывается в окружающую среду, то это снижает удельный импульс тяги ЖРД. Но так как расход газа на привод бустерного насоса невелик, то это снижение незначительно. К тому же определенный расход газа может потребоваться для наддува баков ракеты или для рулевых сопл.

Если в системе питания предусмотрены бустерные насосы, то насосы ТНА целесообразно выполнять с односторонним входом, так как, хотя применение двустороннего входа и уменьшает потребный напор бустерных насосов, сложность и масса конструкции ТНА возрастают. По этой же причине нет необходимости значительно перерасширять входы в насосы ТНА — можно ограничиться значением  $K_{Dш} = 6,5 \dots 5,5$ .

Давление в газогенераторе  $p_{гг}$  и температуру  $T_{00}$  в других схемах питания с предкамерной турбиной (схемы с восстановительным газогенератором, с двумя газогенераторами и т. п.) определяют аналогично тому, как их определяют в схеме с окислительным газогенератором, — на основании уравнения баланса мощностей.

Для схемы с восстановительным газогенератором, используя равенство (5.73), можно записать

$$\dot{m}_{ор} H_{ор} / \eta_{ор} + \dot{m}_{г} H_{г} / \eta_{г} = \dot{m}_{г} (1 - a) (1 + K_{гг}) L_{0 ад} \eta_{г}, \quad (5.79)$$

где  $a$  — коэффициент, учитывающий расход горючего на внутреннее охлаждение камеры сгорания. Обычно  $a = 0,02 \dots 0,06$ .

Напоры насосов  $H_{ор}$  и  $H_{г}$  определяются по формулам (5.77) и (5.78), а КПД определяется по  $n_s$ , см. формулу (5.75).

В связи с тем что расход газа через турбину в схеме с восстановительным газогенератором меньше, чем в схеме с окислительным газогенератором, восстановительная турбина может оказаться парциальной ( $\epsilon < 1$ ). Это наблюдается (см. разд. 4.5.4.2) при коэффициенте быстроходности турбины  $n_{ст} \leq 60$ . Тогда  $\eta_T$  можно оценить с помощью зависимостей, приведенных в разд. 4.5.4.2. Парциальные предкамерные восстановительные турбины получают при больших давлениях в газогенераторе [больших плотностях газа, малых объемных расходах, см. формулу (2.171) для  $n_{ст}$ ], которые соответствуют большим давлениям в камере сгорания ( $p_K > 20$  МПа), и при использовании в качестве горючего жидкого водорода. В последнем случае увеличивается скорость истечения газа из соплового аппарата, что приводит к необходимости уменьшать длину лопатки турбины. Для того чтобы турбина не была парциальной, ее следует выполнять многоступенчатой (например, двухступенчатой) реактивной или активной со ступенями давления. Это повышает КПД турбины, но усложняет конструкцию.

Баланс мощностей для схемы с отдельным малорасходным насосом газогенератора, например для схемы с окислительным газогенератором (см. рис. 1.15), записывается в виде

$$N_{ок} + N_T + N_{гг} = N_T, \quad (5.80)$$

где  $N_{гг}$  — мощность газогенераторного насоса горючего.

В развернутом виде выражение (5.80) принимает вид

$$\frac{\dot{m}_{ок} H_{ок}}{\eta_{ок}} + \frac{\dot{m}_T H_T}{\eta_T} + \frac{\dot{m}_{ок} H_{гг}}{K_{гг} \eta_{гг}} = \dot{m}_{ок} \frac{1 + K_{гг}}{K_{гг}} L_{0 ад} \eta_T, \quad (5.81)$$

где  $H_{ок} = (p_{гг} + \Delta p'_{маг. ок} - p_{вх. ок})/\rho_{ок}$ ;  $H_T = (p_K + \Delta p'_{маг. г} - p_{вх. г})/\rho_g$ ;

$$H_{гг} = [(p_{гг} + \Delta p'_{маг. г}) - (p_K + p'_{маг. г})]/\rho_g.$$

Здесь  $\Delta p'_{маг. г}$  — потеря давления в магистрали от выхода из газогенераторного насоса до входа в газогенератор. КПД насосов определяют, как и в других схемах, по коэффициенту быстроходности  $n_s$ .

Подобным же образом можно записать уравнения баланса и для других схем системы питания с предкамерной турбиной.

При выборе схем системы питания необходимо их сравнивать по потребному давлению в газогенераторе при выбранных температурах перед турбиной (или по потребной температуре  $T_{00}$  при выбранном давлении  $p_{гг}$ ). Схеме, обеспечивающей меньшие  $p_{гг}$  и  $T_{00}$ , следует отдать предпочтение, так как такая схема позволяет получить меньшую массу ЖРД.

Какой из схем — с окислительным или с восстановительным газогенератором — соответствует меньшее давление  $p_{гг}$ , ответить сразу затруднительно. Расход через окислительную турбину больше, чем через восстановительную, так как  $\dot{m}_{ок} > \dot{m}_T$ . Но работоспособность у восстановительного газа  $\frac{k}{k-1} RT_{00}$ , определяющая адиабатную работу турбины  $L_{0 ад}$ , выше, чем у окислительного газа. Как пра-



вило, произведение  $\dot{m}_r \frac{k}{k-1} RT_{00}$  тоже больше у восстановительного газа. Но вместе с тем меньшее значение показателя адиабаты  $k$ , свойственное обычно восстановительному газу, уменьшает адиабатную работу турбины в результате уменьшения комплекса  $1 - 1/\delta^{(k-1)/k}$ , см. формулу (4.3). Кроме того, восстановительная турбина может оказаться парциальной, что снизит ее КПД.

Обычно до давления в камере сгорания, не превышающего 15 МПа, меньшие давления в газогенераторе получаются в схеме с окислительным газогенератором, а при больших давлениях в камере сгорания преимущества на стороне схемы с восстановительным газогенератором. При выборе схемы надо иметь в виду, что окислительный газ неблагоприятно влияет на металлические элементы турбины. Случайные касания ротора о статор турбины в окислительной среде могут привести к возгоранию металла. Для исключения этого в местах возможного касания целесообразно устанавливать «мягкие» металлокерамические вставки. Такие вставки к тому же позволяют повысить КПД турбины за счет уменьшения радиального зазора между бандажом турбины и стартом (см. разд. 4.5.1).

Возгоранию металла в окислительной среде способствует попадание в турбину металлических частиц из трубопроводов или из баков ДУ. В восстановительном газе возгорание металла исключено, однако возможно образование сажи, отлагающейся в турбине. В водородных ЖРД в связи с большой работоспособностью восстановительного газа целесообразно применять схему питания с восстановительным газогенератором.

При использовании схемы с двумя газогенераторами и с двумя турбинами — восстановительной и окислительной (см. рис. 1.16) благодаря большой создаваемой мощности можно работать при меньших давлениях в газогенераторах, чем при использовании схемы с одним газогенератором. Схема с двумя газогенераторами конструктивно сложнее, и ей соответствует большая суммарная масса газогенераторов и ТНА. Поэтому схему с двумя газогенераторами целесообразно применять для ЖРД с большими тягой и давлением в камере сгорания, когда заданное давление  $p_k$  не может быть обеспечено в схеме с одним газогенератором или когда в схеме с одним газогенератором получаются неприемлемые по соображениям прочности  $p_{гг}$  и  $T_{00}$ .

Схеме питания с отдельным малорасходным газогенераторным насосом (см. рис. 1.15) соответствуют меньшие  $p_{гг}$  и  $T_{00}$ , чем схеме без такого насоса. Это получается потому, что мощность насосов в случае применения газогенераторного насоса уменьшается, так как при окислительном газогенераторе, например, давление не всего горючего повышается до давления в газогенераторе, а только малой его части, поступающей в газогенератор.

Применение малорасходного газогенераторного насоса снижает давление в газогенераторе на 1 ... 1,5 МПа при  $p_k = 10 ... 15$  МПа. При больших давлениях  $p_k$  ( $p_k > 25$  МПа) это снижение может составить 4 МПа и более. Поэтому целесообразно идти на некоторое

усложнение конструкции ТНА, добиваясь уменьшения давления и температуры в газогенераторе.

Вопрос о выборе той или иной схемы системы питания с предкамерной турбиной решается при проектировании конкретного ЖРД путем сравнительных расчетов различных схем с учетом возможности сажеобразования в восстановительном газе, сложности конструкции, ее массы и вибронегруженности. При сравнении схем по массе и вибронегруженности ТНА можно использовать соотношения, приведенные в разд. 5.7, ..., 5.9.

### 5.10.3. Расчет насоса окислителя

**Исходные данные.** Исходными данными для расчета насоса являются:

а) основные характеристики компонента топлива, перекачиваемого насосом, — его плотность, давление паров и т. д. Эти характеристики приведены в соответствующих справочниках и книгах;

б) минимальное давление и максимальная температура компонента на входе в систему питания (в ЖРД);

в) объемный расход компонента;

г) потребное давление на выходе из насоса.

Объемный расход определяется по тяге, удельному импульсу и массовому соотношению компонентов ЖРД с помощью формул, приведенных в разд. 1.1. Необходимое давление насоса определяется в зависимости от выбранной схемы системы питания (см. разд. 5.10.2).

Целью расчета является определение угловой скорости вала, размеров основных элементов (подвода, шнека, центробежного колеса и отвода), необходимых для проектирования насоса, параметров потока, энергетических характеристик, осевых и радиальных сил.

**Угловая скорость.** Насосу окислителя, как правило, соответствует значительно больший объемный расход рабочего тела, чем насосу горючего. Поэтому, см. формулу (3.146), при прочих равных условиях (одинаковые значения  $C_{срв}$  и  $\Delta h_{срв}$ ) насос окислителя способен работать без кавитационного срыва при меньшей угловой скорости, чем насос горючего. Отсюда следует, что угловая скорость одновального ТНА должна определяться насосом окислителя.

Для повышения угловой скорости вала ТНА от насоса окислителя требуются более высокие антикавитационные качества, чем от насоса горючего. Поэтому при расчете насоса окислителя стремятся обеспечить возможно более высокое значение  $C_{срв}$ . Для увеличения  $C_{срв}$  надо стремиться к применению осевого подвода и к уменьшению диаметра втулки шнека. С этой точки зрения целесообразно в ТНА располагать насос окислителя консольно (рис. 5.27). Подвод будет осевым, а диаметр втулки шнека будет минимальным, так как вал шнека не передает значительных крутящих моментов и его диаметр определяется из конструктивных соображений.

Если невозможно расположить насос окислителя консольно (например, при консольно расположенной предкамерной турбине, работающей на окислительном газе), то радиальный подвод жидкости к насосу окислителя следует осуществлять со стороны насоса горючего (рис. 5.28). В этом случае вал шнека насоса окислителя передает только крутящий момент, соответствующий мощности насоса горючего. Если бы подвод осуществлялся со стороны турбины, то момент, передаваемый валом шнека насоса окислителя, увеличился бы на величину момента, соответствующего мощности насоса окислителя.

Обе рассмотренные схемы расположения насоса окислителя в ТНА (см. рис. 5.27 и 5.28) являются наиболее характерными. В зависимости от принятой схемы изменяется порядок определения угловой скорости вала насоса. Естественно, что в случае консольного расположения насоса окислителя возможная угловая скорость будет больше.

Остановимся на определении угловой скорости вала насоса окислителя при его консольном расположении. В этом случае диаметр втулки шнека определяется

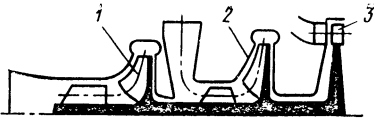


Рис. 5.27. Схема ТНА с консольным расположением насоса окислителя:  
1 — насос окислителя; 2 — насос горючего;  
3 — турбина

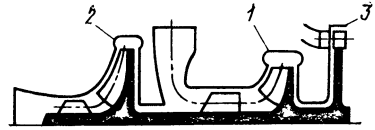


Рис. 5.28. Схема ТНА с консольным расположением насоса горючего:  
1 — насос окислителя; 2 — насос горючего;  
3 — турбина

конструктивными соображениями и обычно  $\bar{d}_{вТ} = d_{вТ}/D_{ш} = 0,25 \dots 0,45$ . Задавая значением  $\bar{d}_{вТ}$  в этих пределах, по графику, приведенному на рис. 3.59, для осевого подвода определяют максимально возможное значение кавитационного коэффициента быстроходности  $C_{срв\max}$  шнекоцентробежного насоса окислителя. Тогда угловая скорость вала насоса окислителя определяется на основании формулы (3.146):

$$\omega = C_{срв\max} \Delta h_{срв}^{3/4} / (298 \sqrt{\bar{V}}). \quad (5.82)$$

Здесь  $\Delta h_{срв} = (p_{овх\min} - p_{п})/\rho - \Delta h_{рез}$  соответствует минимальному давлению на входе в насос и максимальной температуре окислителя ( $\Delta h_{рез}$  — величина кавитационного резерва).

Одновременно с  $\omega$  по выбранному значению  $\bar{d}_{вТ}$  определяют значения  $K_{D_3}$ ,  $K_{d_{вТ}}$ ,  $K_{D_{ш}}$  с помощью графика, приведенного на рис. 3.59. По этим значениям  $K_{D_3}$ ,  $K_{D_{ш}}$  и по  $\omega$  вычисляют геометрические размеры шнека

$$D_3 = 0,47 K_{D_3} \sqrt[3]{\bar{V}/\omega}; \quad D_{ш} = 0,47 K_{D_{ш}} \sqrt[3]{\bar{V}/\omega}; \quad d_{вТ} = \bar{d}_{вТ} D_{ш}.$$

Рассмотрим случай неконсольного расположения насоса окислителя (см. рис. 5.28). Здесь диаметр втулки шнека насоса окислителя определяется с достаточной точностью мощностью, передаваемой валом шнека, равной мощности насоса горючего  $N_{г}$ . Мощность  $N_{г}$  обычно известна из расчета баланса мощностей ТНА (см. разд. 5.10.2).

Для определения угловой скорости вала насоса окислителя требуется значение коэффициента диаметра втулки шнека насоса

$$K_{d_{вТ}} = 2,13 \frac{d_{вТ}}{\sqrt[3]{\bar{V}/\omega}}. \quad (5.83)$$

Обычно

$$d_{вТ} = (1 \dots 1,2) d_{в}. \quad (5.84)$$

Диаметр вала определяется по мощности  $N_{г}$ :

$$d_{в} = \sqrt[3]{5,1 N_{г} / (\omega \tau_{доп})}, \quad (5.85)$$

где  $\tau_{доп}$  — допустимое напряжение на кручение. Для легированных сталей  $\tau_{доп} = (10 \dots 20) 10^7$  Н/м<sup>2</sup>.

Подставляя выражение (5.85) в формулу (5.83), получим

$$K_{d_{вТ}} = (2,13 \dots 2,56) \sqrt[3]{5,1 N_{г} / \dot{V} \tau_{доп}}. \quad (5.86)$$

Зная значение  $K_{d_{вТ}}$ , по графику, приведенному на рис. 3.59, определяем  $C_{срв\max}$  для случая неосевого подвода, а затем по формуле (5.82) находим угловую скорость вала насоса окислителя  $\omega$ .

Одновременно с определением  $\omega$  по значению  $K_{d_{вТ}}$  определяем значение  $K_{D_3}$  (см. рис. 3.59), а затем, зная  $\omega$ , находим  $D_3$ ,  $d_{вТ}$  и  $D_{ш}$ .

**Числа входов насоса.** По формуле (5.82) определяется угловая скорость осевого ТНА. По этой скорости следует оценить массу ТНА (см. разд. 5.7). Если масса ТНА окажется недопустимой, то для ее уменьшения следует увеличить угловую

скорость вала ТНА. С этой целью следует оценить целесообразность применения колеса с двусторонним входом в насос окислителя (см. рис. 3.64).

В насосе окислителя с двусторонним входом (рис. 5.29 и 5.30) наибольший диаметр втулки должен иметь шнек, расположенный ближе к турбине. Если насосы окислителя и горючего расположены по одну сторону от турбины (см. рис. 5.29), то вал шнека передает мощность, равную суммарной мощности насосов (мощность турбины). Если же насосы расположены по разные стороны от турбины (см. рис. 5.30), то через вал шнека передается мощность насоса окислителя. Подвод к шнеку радиальный.

Значение  $C_{срв\ max}$  насоса окислителя с двусторонним входом определяют по значению  $K_{d_{вТ}}$  с подстановкой в формулу (5.86) соответствующих мощностей и объемного расхода, равного половине расхода окислителя через насос.

Угловую скорость  $\omega$  находят по формуле (5.82), в которой объемный расход  $\dot{V}$  равен половине расхода через насос. Как правило, диаметры втулок обоих шнеков делают одинаковыми.

**Целесообразность применения бустерного насоса.** Если применение насоса с двусторонним входом не дает желаемого снижения массы ТНА, необходимо применить бустерный насос в системе питания ЖРД окислителем. Тогда угловая скорость основного вала ТНА определяется из выражения (3.192). При этом кавитационный коэффициент быстроходности системы питания  $C_{с.п}$  выбирается в зависимости от типа бустерного насоса (см. разд. 3.3.7) в пределах 8000 ... 15 000.

Для основного насоса окислителя  $C_{срв\ max}$  и соответствующие ему значения  $K_{D_0}$  и  $K_{d_{вТ}}$  определяются так же, как при отсутствии бустерного насоса (см. ранее). Надо только иметь в виду, что если в качестве бустерного насоса используется струйный насос (см. рис. 3.66), то расход через насос окислителя возрастает на величину расхода активной жидкости на эжектор (обычно на 8 ... 12 %).

По значениям  $\omega$ ,  $K_{D_0}$  и  $K_{d_{вТ}}$  определяются размеры шнека:  $D_0$ ,  $d_{вТ}$ ,  $D_{ш}$ . По величине  $C_{срв\ max}$  определяется необходимое давление на входе в основной насос, см. формулы (3.146) и (3.140), а затем по формуле (3.196) необходимый напор бустерного насоса.

В случае применения бустерного насоса с целью упрощения конструкции и уменьшения массы ТНА основной насос можно выполнить с односторонним входом.

**Шнек.** Зная угловую скорость вала насоса окислителя  $\omega$ , наружный диаметр шнека  $D_{ш}$  и диаметр втулки шнека  $d_{вТ}$ , выясним, следует ли делать шнек выставным.

Выставной шнек ( $D_{ш} > D_0$ , см. рис. 3.60) целесообразен, когда при невыставном шнеке отношение диаметров центробежного колеса  $D_1/D_2$  превышает 0,60 и  $K_{D_0} \geq 7,2$ . Применение выставного шнека позволяет снизить отношение  $D_1/D_2$  и  $K_{D_0}$  центробежного колеса и, таким образом, дает возможность повысить КПД насоса (см. разд. 3.1.1.6 и рис. 3.27). Определим отношение  $D_1/D_2$  с помощью формулы (3.86) и формул разд. 3.1.1.6 (первое приближение). Коэффициент быстроходности насоса  $n_s$  найдем по формуле (2.164). Значение  $D_1$  можно принять равным  $(0,9 \dots 1,1) D_{ср.ш}$ ;  $q_p = 0 \dots 0,2$ . Если получим  $D_1/D_2 > 0,60$  и  $K_{D_0} \geq 7,2$ , то остановимся на выставном шнеке.

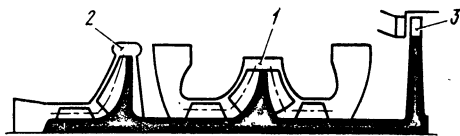


Рис. 5.29. Схема ТНА с насосом окислителя двустороннего входа (насосы окислителя и горючего расположены по одну сторону от турбины):

1 -- насос окислителя; 2 -- насос горючего; 3 -- турбина

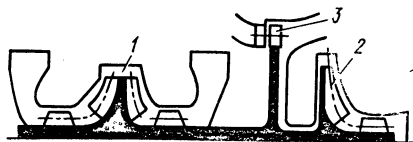


Рис. 5.30. Схема ТНА с насосом окислителя двустороннего входа (насосы окислителя и горючего расположены по разные стороны от турбины):

1 -- насос окислителя; 2 -- насос горючего; 3 -- турбина

На основании конструктивных соображений может оказаться нецелесообразным применять выставной шнек. Тогда надо предусмотреть установку бустерного насоса.

При выставном шнеке коэффициент диаметра входа в колесо  $K_{D_0}$  определим из выражения (3.86), принимая  $D_1/D_2 = 0,60 \dots 0,65$ . Если вход в колесо окажется сильно заузненным, следует принять несколько большее значение  $D_1/D_2$ . По  $K_{D_0}$  найдем диаметр входа в колесо  $D_0$ .

Задавшись отношением площадей выхода из шнека и входа в колесо  $\chi$ , см. формулу (3.175), в диапазоне  $0,60 \dots 0,8$ , определим ширину колеса на входе

$$b_1 = D_2^2 \cdot \chi / 4D_1\chi, \quad (5.87)$$

где  $D_{э.ц}^2 = D_0^2 - d_{вт}^2$  — эквивалентный диаметр входа в центробежное колесо.

По формуле (3.170) определим коэффициент кавитации  $\lambda_{срв.ц}$  центробежного колеса, затем из условия (3.173) работы центробежного колеса без кавитационного срыва найдем шаг шнека на выходе, после чего определим шаг шнека на входе (см. разд. 3.3.6.3).

После определения шагов шнека необходимо проверить, имеет ли рассчитанный шнек необходимые антикавитационные качества, т. е. надо убедиться в том, что обеспечиваемое шнеком значение кавитационного коэффициента быстроходности  $C_{срв}$  не меньше значения  $C_{срв \max}$ , заложенного в расчет угловой скорости вала насоса. С этой целью надо провести расчеты с использованием соотношений разд. 3.3.2.

После определения шагов шнека  $s_1$  и  $s_2$  выбирается число лопаток и определяется осевая длина шнека. При этом углами конусности шнека  $\theta_1$  и  $\theta_2$  задаются в пределах, указанных в разд. 3.3.6.4. Профилирование входной кромки лопатки шнека и профилирование поперечного сечения лопатки проводится по рекомендациям, изложенным в разд. 3.3.6.4.

**Центробежное колесо.** Размеры колеса  $D_0$ ,  $D_1$  и  $b_1$  определены при расчете шнека. Угол лопаток колеса на входе  $\beta_{1л.ц}$  можно определить по углу потока  $\beta_{1ц}$ , см. формулу (3.6):

$$\beta_{1л.ц} = \beta_{1ц} + i_{ц}, \quad (5.88)$$

где  $i_{ц}$  — угол атаки на входе в колесо на диаметре  $D_1$ .

Определим наружный диаметр колеса  $D_2$ . Потребный напор насоса  $H$  определяется по формуле (1.9). В зависимости от требуемого вида напорной и мощностной характеристик насоса (см. рис. 3.39) выберем значение расходного параметра насоса  $q_p$ . Выбрав  $q_p$ , определим коэффициент напора  $\bar{H}$  по формуле (3.10), принимая  $k_z = 0,75 \dots 0,85$ ;  $\eta_p = 0,75 \dots 0,85$ . После этого найдем окружную скорость колеса и его наружный диаметр:

$$u_2 = \sqrt{H/\bar{H}}; \quad (5.89)$$

$$D_2 = 2u_2/\omega. \quad (5.90)$$

При найденном значении  $D_2$  можно приступить к определению угла лопаток колеса на выходе  $\beta_{2л}$  и ширины колеса  $b_2$ . Следует принять отношение площадей

$$F_1/F_2 = \pi D_1 b_1 \sin \beta_{1л.ц} / (\pi D_2 b_2 \sin \beta_{2л}) = 0,9 \dots 1,2. \quad (5.91)$$

Конфузорный канал колеса ( $F_1/F_2 > 1$ ) предпочтительнее, так как уменьшаются потери и пульсации за счет уменьшения неравномерности потока в колесе. Однако при увеличении  $F_1/F_2$  может возрасти наружный диаметр колеса в связи с уменьшением угла  $\beta_{2л}$  (при  $b_2 = \text{const}$ ).

Из формулы (5.91) следует зависимость  $b_2$  и  $\beta_{2л}$ :

$$b_2 = \frac{D_1 b_1 \sin \beta_{1л.ц}}{D_2 F_1/F_2} \frac{1}{\sin \beta_{2л}}. \quad (5.92)$$

Другая зависимость между  $b_2$  и  $\beta_{2л}$  может быть найдена из выражения для расходного параметра  $q_p$ :

$$b_2 = \dot{V} / (\pi u_2 D_2 q_p \text{tg } \beta_{2л}). \quad (5.93)$$

Приравнивая правые части уравнений (5.92) и (5.93), получим формулу для определения угла  $\beta_{2л}$

$$\cos \beta_{2л} = \frac{\pi u_2 D_1 b_1 q_p \sin \beta_{1л.ц}}{\dot{V} F_1 / F_2} \quad (5.94)$$

Полученное по формуле (5.94) значение  $\beta_{2л}$  округляется до целых градусов. Ширина  $b_2$  определяется по формуле (5.92). Если  $\beta_{2л}$  из соображений прочности принят равным  $90^\circ$ , то при определении  $b_2$  следует принимать отношение  $F_1/F_2 = 0,6 \dots 0,9$ . Число лопаток колеса определяется по формуле (3.14). Обычно  $z = 6 \dots 12$ . Если при вычерчивании межлопаточного канала колеса выяснится, что вход сильно загроможден, то следует уменьшить число лопаток, введя дополнительные короткие лопатки, начинающиеся на диаметре  $D_{1д} > D_1$ .

После проведения указанных расчетов окончательно уточняется наружный диаметр колеса. По найденному во втором приближении значению  $D_2$  находится отношение  $D_1/D_2$  и определяется гидравлический КПД насоса  $\eta_p$ . В конце расчета насоса гидравлический КПД можно уточнить по соотношениям разд. 3.1.1.3 и 3.1.1.5. Затем вычисляется теоретический напор насоса  $H_T = H/\eta_p$ . Так как  $D_1/D_2$ ,  $z$  и  $\beta_{2л}$  известны, по графикам, приведенным на рис. 3.8 и 3.9, определяем коэффициент, учитывающий конечное число лопаток  $k_z$ . По  $k_z$  находим теоретический напор при бесконечном числе лопаток

$$H_{T\infty} = H_T/k_z \quad (5.95)$$

Основываясь на формуле (3.9), можно найти окружную скорость на наружном диаметре колеса

$$u_2 = \sqrt{H_{T\infty}/(1 - q_p)} \quad (5.96)$$

и диаметр колеса по формуле (5.90).

Из соображений прочности  $u_2$  не должна превышать 450 м/с. Обычно в насосах ЖРД (кроме водородных) окружная скорость заметно меньше предельного значения. Если по расчету получилась  $u_2 > 550$  м/с, то насос следует выполнять многоступенчатым. Число ступеней определяется из условия, что окружная скорость ступени  $u_{2с.ст}$  не превышает указанного предела.

Максимально допустимый напор ступени можно найти на основании уравнений (3.8), (3.9). При  $q_p = 0$  и  $D_1/D_2 \leq 0,6$  он составляет

$$H_{ст\text{уп. max}} = (15 \dots 30) 10^4 \text{ Дж/кг} \quad (5.97)$$

Полученное значение  $D_2$  следует сравнить с исходным значением. Если разница превышает 5%, то следует сделать еще одно приближение. По окончательно полученному значению  $D_2$  надо уточнить ширину  $b_2$ .

**Отвод.** Спиральные отводы выполняем при умеренных давлениях на выходе насоса. В результате расчета спирального отвода определяется ширина спирального сборника, площадь входа в конический диффузор, радиусы спирали (см. разд. 3.1.1.5). По допустимой скорости на выходе из насоса определяют площадь и диаметр выхода из конического диффузора.

Отвод с кольцевым лопаточным диффузором для увеличения прочности и жесткости выбирают при больших давлениях выхода из насоса. При расчете определяют ширину лопаточного диффузора, его наружный диаметр, углы лопаток на входе и на выходе. Затем профилируют лопатки отвода. Спиральный сборник отвода с кольцевым лопаточным диффузором и двухвитковый спиральный отвод применяют для обеспечения разгрузки колеса от радиальной силы и рассчитывают по соотношениям разд. 3.1.1.5.

**Энергетические характеристики насоса, осевые и радиальные силы.** Универсальные энергетические характеристики насоса  $H/\omega^2$ ,  $N_H/\omega^3$ ,  $\eta_H = f(\dot{V}/\omega)$  рассчитывают с помощью формул (3.102), (3.107) и (3.109) по напору, КПД, расходу, угловой скорости, соответствующим расчетному режиму. Расчет осевых и радиальных сил подробно рассмотрен в разд. 5.5.

Порядок и пример расчета насоса окислителя, рабочим телом которого является четырехокись азота, приведен в табл. 5.1. Насос предназначен для ГНА с предкамерной турбиной, работающей на окислительном газе. Поэтому его следует располагать по схеме, показанной на рис. 5.28, ближе к турбине. При такой

Т а б л и ц а 5.1. Пример расчета насоса окислителя ЖРД

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Формула	Значение	Примечание
<i>Исходные данные</i>					
1	Массовый расход компонента через насос	$\dot{m}$	—	42 кг/с	—
2	Полное давление на выходе насоса	$p_{0 \text{ вых}}$	—	25 МПа	—
3	<u>Минимальное</u> полное давление на входе в насос	$p_{0 \text{ вх min}}$	—	0,5 МПа	—
4	<u>Максимальная температура</u> компонента на входе	$T_{\text{вх. max}}$	—	333 К	—
5	Плотность компонента	$\rho$	—	1400 кг/м <sup>3</sup>	—
6	Давление паров при температуре 333 К	$p_{\text{п}}$	—	0,22 МПа	—
7	Коэффициент кинематической вязкости компонента	$\nu$	—	$5 \cdot 10^{-6}$ м <sup>2</sup> /с	—
<i>Расчитываемые и выбираемые величины:</i>					
<i>а) определение выходных параметров насоса</i>					
8	Объемный расход компонента	$\dot{V}$	(1.6)	0,03 м <sup>3</sup> /с	—
9	Потребный напор	$H$	(1.9)	17 500 Дж/кг	—
<i>б) определение угловой скорости</i>					
10	Кавитационный резерв	$\Delta h_{\text{рез}}$	—	20 Дж/кг	Задаем
11	<u>Допустимый срывной кавитационный</u> запас насоса	$\Delta h_{\text{срв}}$	(3.154)	173 Дж/кг	—
12	Мощность насоса горючего	$N_{\text{Г}}$	—	1000 кВт	Определяется при расчете ТНА (см. разд. 5.10.2.2)
13	Коэффициент диаметра втулки	$K_{d_{\text{вт}}}$	(5.86)	3,10	Принимаем $d_{\text{вт}}/d_{\text{в}} = 1,2$
14	Максимальное значение кавитационного коэффициента быстротходности насоса	$C_{\text{срв. max}}$	—	3200	$\tau = 10 \cdot 10^7$ Н/м <sup>2</sup> Определяется по рис. 3.59

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Формула	Значение	Примечание
15	Оптимальный коэффициент диаметра шнека	$K_{D_{ш}}$	—	7,7	То же
16	Оптимальный коэффициент эквивалентного диаметра шнека	$K_{D_э}$	—	7,0	»
17	Относительный диаметр втулки шнека	$\bar{d}_{вт}$	—	0,40	»
18	Угловая скорость	$\omega$	(5.82)	2950 рад/с	—
19	Коэффициент быstroходности. на-соса	$n_s$	(2.164)	65,3	—

в) расчет шнека и входа в центробежное колесо

20	Наружный диаметр шнека	$D_{ш}$	(3.166)	0,078 м	—
21	Диаметр втулки	$d_{вт}$	(3.162)	0,0312 м	—
22	Эквивалентный диаметр шнека	$D_э$	(3.163)	0,0718 м	—
23	Средний диаметр шнека	$D_{ср}$	(2.145)	0,0547 м	—
24	Окружная скорость шнека на среднем диаметре	$u_{ср}$	(3.161)	80,7 м	—
25	Осевая составляющая скорость на входе в шнек	$c_{1z}$	(3.162)	7,43 м/с	—
26	Отношение скоростей	$c_{1z}/u_{ср}$	—	0,0918	—
27	Диаметр входа в колесо	$D_0$	—	0,078 м	Задаемся $D_0 = D_{ш}$
28	Средний диаметр входа в колесо	$D_1$	—	0,06 м	Задаемся $D_1 = 1,1D_{ср}$
29	Отношение диаметров центробежного колеса (в первом приближении)	$D_1/D_2$	(3.86)	0,51	Задаемся $q_p = 0,15$ ; $k_2\eta_r = 0,66$

Примечание. Выбираем шнек вставным ( $D_{ш} = D_0$ ), так как  $D_1/D_2 < 0,6$ ;  $K_{D_э} < 7,2$

30	Ширина колеса на входе	$b_1$	(5.87)	0,028 м	Задаемся $\chi = 0,75$
----	------------------------	-------	--------	---------	------------------------



№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Формула	Значение	Примечание
31	Относительная окружная составляющая абсолютной скорости потока на выходе шнека	$\bar{c}_{2ш\text{ ср}}$	(3.177)	0,37	$\eta_{г.ш} = 0,45;$ $\frac{\Delta H_{ш}}{u_{ср}^2} = 0,10$ $\delta_{1ц} z / D_1 = 0,15$
32	Эквивалентный шаг шнека	$s_э$	(3.178)	0,0250 м	—
33	Угол потока на входе в шнек	$\beta_{1ср}$	(3.181)	5° 15'	—
34	Угол лопаток шнека на входе при $s_1 = s_2 = s_э$	$\beta_{1л. ср}$	(3.182)	8° 18'	—
35	Угол атаки на входе в шнек	$i_{ср}$	(3.180)	3° 03'	—

Примечание.  $i < 10^\circ$ , поэтому принимаем шнек с постоянным шагом

36	Число лопаток шнека	$z_{ш}$	—	2	Задаемся, см. разд. 3.3.6.4
37	Густота шнека	$\tau_{ср}$	—	2	То же
38	Осевая длина шнека	$l_{2ш}$	(3.191)	0,0376 м	Принимаем $\theta_1 = 120^\circ;$ $\theta_2 = 160^\circ$
39	Длина лопатки шнека	$b_{л. ср}$	(3.186)	0,172 м	—

г) поверочный кавитационный расчет

40	Поправка	$a_0$	(3.134)	0,03	Задаемся $\gamma_{ср}/i_{ср} = 1,5;$ $\delta_{1ср}/D_{ср} = 0,02$
41	Коэффициент кавитации шнека	$\lambda_{1срв}$	(3.133)	0,0406	
42	Коэффициент потерь в подводе	$\zeta_{подв}$	(3.1)	0,61	Задаемся $F_{вых}/F_1 = 1,15 \leq$
43	Срывной кавитационный запас насоса	$\Delta h_{срв}$	(3.141)	177,5 Дж/кг	
44	Кавитационный коэффициент быстросходности насоса	$C_{срв}$	(3.146)	3140	Отличие $C_{срв}$ от $C_{срв\text{ max}}$ (п. 14) не превышает 5%

д) определение размеров центробежного колеса

45	Угол потока на входе в колесо	$\beta_{1ц}$	(3.6)	5° 18'	—
46	Угол лопаток на входе в колесо	$\beta_{1л. ц}$	(5.88)	14°	Принимаем $i_{ц} = 8^\circ 42'$

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Формула	Значение	Примечание
47	Коэффициент напора	$\bar{H}$	(3.10)	0,562	Задаемся $k_z \eta_{\Gamma} = 0,66$ ; $q_p = 0,15$
48	Окружная скорость колеса на наружном диаметре	$u_2$	(5.89)	176 м/с	
49	Наружный диаметр колеса	$D_2$	(5.90)	0,119 м	—
50	Угол лопаток на выходе колеса	$\beta_{2л}$	(5.94)	21°	Принимаем $F_1/F_2 = 1,2$
51	Ширина колеса на выходе	$b_2$	(5.92)	0,008 м	
52	Отношение диаметров колеса (второе приближение)	$D_1/D_2$	—	0,510	См. пп. 28, 49
53	Число лопаток колеса	$z$	(3.14)	8	—
54	Гидравлический КПД насоса	$\eta_{\Gamma}$	—	0,82	См. разд. 3.1.1.6: $\eta_{\Gamma} = 0,82 \dots 0,85$ при $D_1/D_2 \leq 0,7$
55	Теоретический напор	$H_T$	(3.8)	21 300 Дж/кг	—
56	Коэффициент, учитывающий конечное число лопаток	$k_z$	—	0,88	Определяется по рис. 3.8 и 3.9
57	Теоретический напор при бесконечном числе лопаток	$H_{T\infty}$	(5.95)	24 300 Дж/кг	—
58	Окружная скорость колеса на наружном диаметре	$u_2$	(5.96)	169 м/с	—
59	Наружный диаметр колеса	$D_2$	(5.90)	0,114 м	Отличие данного $D_2$ от определенного в п. 49 не превышает 5 %
60	Отношение диаметров колеса	$D_1/D_2$	—	0,525	
61	Окружная составляющая абсолютной скорости потока на выходе колеса	$c_{2u}$	(2.98)	126 м/с	—

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Формула	Значение	Примечание
-----------	-----------------------	-------------	---------	----------	------------

## е) расчет подвода

Примечание. Выбираем подвод кольцевым, так как насос неконсольный

62	Площадь сечения выхода из подвода	$F_1$	$F_1 = \dot{V}/c_{1z}$	0,0040 м <sup>2</sup>	См. п. 25
63	Площадь сечения входа в подвод	$F_{вх}$	—	0,0046 м <sup>2</sup>	См. п. 42
64	Диаметр входа	$D_{вх}$	—	0,077 м	—
65	Скорость на входе	$c_{вх}$	—	6,52 м/с	—
66	Геометрические соотношения подвода	—	—	—	См. рис. 3.3

## ж) расчет отвода

Примечание. Выбираем одновитковый спиральный отвод

67	Ширина колеса с дисками	$b_d$	—	0,013 м	Принимаем ширину каждого из дисков на выходе 2,5 мм
68	Ширина спирального сборника	$b_3$	—	0,019 м	Принимаем на периферии зазоры между дисками и стенкой по 3 мм
69	Отношение скоростей	$c_r/c_{2u}$	—	0,6	Задаемся, см. разд. 3.1.1.5
70	Скорость потока в горле отвода	$c_r$	—	75,6 м/с	См. п. 61
71	Площадь сечения горла (площадь входа в конический диффузор)	$F_r$	(3.27)	$3,97 \cdot 10^{-4}$ м <sup>2</sup>	—
72	Эквивалентный диаметр горла	$d_{э,г}$	(3.35)	0,0225 м	—
73	Площадь сечения выхода из конического диффузора	$F_{вых}$	—	$12 \cdot 10^{-4}$ м <sup>2</sup>	Задаемся $c_{вых} = 25$ м/с
74	Диаметр выхода из насоса (из конического диффузора)	$D_{вых}$	—	0,039 м	—
75	Эквивалентный угол конического диффузора	$\alpha_3$	—	10°	Задаемся, см. разд. 3.1.1.5
76	Длина конического диффузора	$l_{к.д}$	(3.35)	0,094 м	—

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Формула	Значение	Примечание
з) расчет потерь, мощности и КПД насоса					
77	Коэффициент потерь в центробежном колесе (без учета влияния шнека)	$\zeta_{\text{к}}$	—	0,5	Задаем, см. разд. 3.1.1.3
78	Коэффициент потерь в коническом диффузоре	$\zeta_{\text{к.д}}$	(3.36)	0,256	—
79	Коэффициент потерь в отводе	$\zeta_{\text{отв}}$	(3.41)	0,192	—
80	Гидравлический КПД насоса (без учета влияния шнека)	$(\eta_{\text{г}})_{\varphi=0}$	(3.56)	0,836	—
81	Гидравлический КПД насоса с учетом влияния шнека	$\eta_{\text{г}}$	(3.57)	0,842	—
82	Гидравлический КПД отвода	$\eta_{\text{отв}}$	—	0,922	См. разд. 3.1.1.6
83	Гидравлический КПД колеса	$\eta_{\text{г.к}}$	—	0,912	То же
84	Коэффициент расхода через уплотнения колеса	$\mu$	(3.70)	0,51	Принимаем: $l_{\text{у}} = 0,01$ м; $\lambda = 0,07$ ; $\delta_{\text{у}} = 0,15 \cdot 10^{-3}$ м
85	Диаметр переднего уплотнения	$D_{\text{у}}$	—	0,083 м	Принимаем толщину диска колеса над шнеком 2,5 мм
86	Удельная работа, затрачиваемая жидкостью при перетекании через уплотнение	$L_{\text{у}}$	(3.64)	11 450 Дж/кг	—
87	Расход жидкости через переднее уплотнение	$\dot{V}_{\text{у1}}$	(3.58)	0,003 м <sup>3</sup> /с	—
88	Расход через зазоры в насосе	$\dot{V}_{\text{у}}$	—	0,006 м <sup>3</sup> /с	Принимаем $\dot{V}_{\text{у}} = 2\dot{V}_{\text{у1}}$
89	Расходный КПД насоса	$\eta_{\text{р}}$	(3.80)	0,833	—
90	Число Рейнольдса дисков колеса	Re	(2.187)	$1,88 \cdot 10^6$	—
91	Коэффициент трения дисков	$C_{\text{тр.д}}$	(2.187)	0,0022	—
92	Мощность дискового трения	$N_{\text{тр.д}}$	(2.186)	94 кВт	—

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Формула	Значение	Примечание
93	Дисковый КПД насоса	$\eta_D$	—	0,891	См. разд. 3.1.3.2
94	Внутренний КПД насоса	$\eta_{вн N}$	—	0,624	См. разд. 3.1.3.3
95	Механический КПД насоса	$\eta_{мех}$	—	0,97	См. разд. 3.1.3.4 (используем импеллерное уплотнение в насосе)
96	Полный КПД насоса	$\eta_H$	(3.89)	0,606	
97	Мощность, потребляемая насосом	$N_H$	(3.90)	1210 кВт	

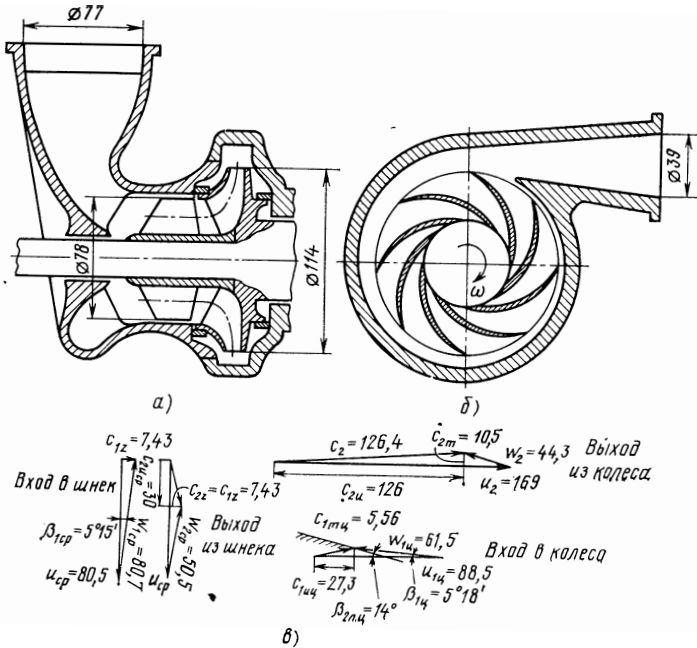


Рис. 5.31. Проточная часть насоса окислителя:  
 а — меридиональное сечение; б — сечение в плоскости вращения; в — треугольники скоростей. Скорости на рисунке даны в метрах в секунду

схеме подвод компонента к насосу нельзя выполнять осевым. Выбираем кольцевой подвод. В связи с тем что потребный напор насоса меньше максимально допустимого, на напор, создаваемый одной ступенью, см. формулу (5.97), насос можно выполнить одноступенчатым. Из соображений простоты конструкции и уменьшения массы выбираем насос с односторонним входом со спиральным отводом.

Проточная часть и треугольники скоростей рассчитанного насоса окислителя даны на рис. 5.31.

#### 5.10.4. Расчет насоса горючего

**Тип насоса.** Когда ТНА не одновальный или насос горючего имеет свой привод, угловая скорость вала насоса горючего определяется так же, как и угловая скорость вала насоса окислителя (см. разд. 5.10.3).

При расчете одновального ТНА угловая скорость вала насоса горючего известна из расчета насоса окислителя. Потребное значение кавитационного коэффициента быстроходности для насоса горючего  $C_{срв. потр}$  определяется по угловой скорости. Для насоса с односторонним входом эта величина определяется по формуле (3.146). Если окажется, что  $C_{срв. потр}$  не превышает 4000, то насос можно проектировать с односторонним входом. Если  $C_{срв. потр}$  превышает указанное значение, следует остановиться на насосе с двусторонним входом.

При двустороннем входе в формулу (3.146) подставляется расход, уменьшенный в два раза. Если же окажется, что  $C_{срв. потр}$  при двустороннем входе превышает 4000, то необходимо применить в системе питания ЖРД горючим бустерный насос, а основной насос горючего для упрощения конструкции можно сделать с односторонним входом. В зависимости от того, какой из этих трех случаев рассматривается, будет меняться порядок расчета шнека.

**Шнек насоса с односторонним входом.** Как и при насосе окислителя (см. разд. 5.10.3), в зависимости от расположения насоса горючего в ТНА меняется тип подвода (см. рис 5.27, 5.28). Диаметр вала шнека или определяется передающим моментом  $N_{ок}/\omega$ , или выбирается из конструктивных соображений. В первом случае по формулам (5.84), (5.85) оценивается диаметр втулки шнека  $d_{вт}$ , а по формуле (5.83) — коэффициент  $K_{d_{вт}}$ . По  $K_{d_{вт}}$ , задавая несколькими значениями  $d_{вт}$ , находим по формуле (3.169) значения  $K_{D_{ш}}$ , а затем по формулам (3.160), (3.164) и (3.166) для каждого  $d_{вт}$  определяем  $C_{срв}$  (подвод не осевой,  $\zeta_{подв} \approx 0,5$ ). Значение  $C_{срв}$ , равное  $C_{срв. потр}$ , определяет искомые  $d_{вт}$  и  $K_{D_{ш}}$  и, следовательно,  $D_{ш}$ .

Во втором случае можно принять  $d_{вт} = 0,45 \dots 0,25$ . Тогда, задавшись несколькими  $K_{D_{ш}}$ , по формулам (3.160), (3.164) и (3.166) находим значения  $C_{срв}$ . При  $C_{срв} = C_{срв. потр}$  определяем искомое значение  $K_{D_{ш}}$ , по которому находим  $D_{ш}$  и  $d_{вт}$ . Дальнейший расчет шнека изложен в разд. 5.10.3.

**Шнек насоса с двусторонним входом.** В зависимости от расположения в ТНА насоса горючего с двусторонним входом (см. рис. 5.29, 5.30), как и при насосе окислителя, определяется мощность, передаваемая валом шнека. По этой мощности с помощью соотношений (5.83), ..., (5.85) определяется  $K_{d_{вт}}$ . Дальнейший расчет ведется так же, как в первом случае расчета шнека насоса горючего с односторонним входом.

**Шнек насоса горючего при применении бустерного насоса в системе питания.** Для того чтобы уменьшить необходимый напор бустерного насоса и таким образом сократить необходимую на его привод затрату энергии, следует проектировать основной шнекоцентрированный насос горючего с наилучшими антикавитационными качествами (см. разд. 5.10.3). В зависимости от того передает шнек насоса горючего значительную мощность  $N_{ок}$  или нет (см. соответственно рис. 5.27 и 5.28), определяют  $K_{d_{вт}}$  по формулам (5.83), ..., (5.85) или выбирают  $d_{вт}$  в диапазоне 0,45 ... 0,25. По  $K_{d_{вт}}$  или  $d_{вт}$  с помощью рис. 3.59 определяю  $C_{срв макс}$  и соответствующее значение  $K_{D_{ш}}$ . Затем по известной  $\omega$  и по  $K_{D_{ш}}$  определяют  $D_{ш}$ ,  $d_{вт}$ ,  $D_{ш}$ . Дальше расчет шнека насоса горючего ведут так же, как и расчет шнека насоса окислителя.

**Центробежное колесо, отвод, энергетические характеристики, осевые и радиальные силы.** Расчет центробежного колеса насоса горючего, отвода и расчет его энер-

гетических характеристик, осевых и радиальных сил проводятся так же, как и для насоса окислителя (см. разд. 5.10.3).

**Особенности расчета водородных насосов.** Малая плотность водорода и заметная зависимость ее от давления и температуры обуславливают особенности расчета водородных насосов. При давлениях на выходе из насоса 25 ... 40 МПа потребные напоры насоса составляют большие величины — (450 ... 600) 10<sup>3</sup> Дж/кг. Поэтому водородные насосы для ЖРД, как правило, приходится делать центробежными, многоступенчатыми (осевые водородные насосы рассмотрены в разд. 3.2). Для упрощения конструкции центробежные ступени выполняются с односторонним входом.

Для уменьшения числа ступеней угловая скорость вала водородного насоса должна быть возможно большей. Повышение угловой скорости лимитируется прочностью колеса. По условиям прочности окружная скорость на наружном диаметре колеса не должна превышать величины, лежащей в диапазоне 500 ... 600 м/с. При этом максимальный напор ступени  $H_{\text{ступ. max}} = (15 \dots 30) 10^4$  Дж/кг. Для уменьшения давления в баке ракеты или для уменьшения потребного напора бустерного насоса (если в системе предусматривается его установка) первая ступень водородного насоса может быть выполнена со шнеком.

Исходные данные для расчета водородного насоса те же, что и для расчета насосов, работающих на обычных компонентах топлива (см. разд. 5.10.3); та же и цель расчета. Только при расчете водородного насоса появляется необходимость в определении на его выходе температуры и плотности водорода для расчета последующих агрегатов ЖРД. Так как водород является жидкостью с заметной сжимаемостью, то его температура и плотность на выходе из насоса могут значительно отличаться от их значений на входе.

В связи с незначительным изменением давления и температуры во входной части насоса при расчете на кавитацию плотность и температура принимаются равными заданным на входе в насос. Расчет на кавитацию, как правило, ведется без учета влияния термодинамических свойств жидкого водорода на антикавитационные качества насоса. Поэтому это влияние дает дополнительное улучшение антикавитационных свойств.

Особенность расчета водородного насоса состоит в учете сжимаемости водорода при определении напора, необходимого для обеспечения заданного давления на выходе.

Напор водородного насоса (при  $c_{\text{вх}} \approx c_{\text{вых}}$ ) как насоса, работающего на сжимаемом рабочем теле (см. разд. 2.13), определяется по формуле

$$H_{\text{пол}} = H = \int_{p_{\text{вх}}}^{p_{\text{вых}}} v dp = \int_{p_{\text{вх}}}^{p_{\text{вых}}} dp/\rho. \quad (5.98)$$

Если бы потери в насосе отсутствовали, то процесс в насосе был бы адиабатическим (рассматриваем насос, теплоизолированный от окружающей среды). Адиабатический процесс изображается в координатах  $p-v$  линией 1-2<sub>ад</sub> (см. рис. 2.75). При наличии потерь процесс сжатия политропический — линия 1-2 на рис. 2.75 (линия 1-2 на рис. 2.74 характеризует процесс повышения давления несжимаемой жидкости). Показатель политропы сжатия зависит от потерь в насосе. С уменьшением потерь политропа приближается к адиабате (с увеличением потерь удельный объем увеличивается).

Таким образом, увеличение удельного объема водорода в связи с подводом теплоты потерь компенсируется уменьшением объема вследствие его сжимаемости. Поэтому, даже при значительном увеличении давления, плотность жидкого водорода может изменяться незначительно. Исходя из того, что удельный объем и плотность меняются не сильно, для определения напора можно применить несколько измененную формулу (1.11), предназначенную для определения напора несжимаемой жидкости:

$$H = (p_{\text{вых}} - p_{\text{вх}})/\rho_{\text{ср}}, \quad (5.99)$$

где  $\rho_{\text{ср}} = (\rho_{\text{вх}} + \rho_{\text{вых}})/2$  — средняя плотность.

Формулой (5.99) будем пользоваться при определении напора водородного насоса.

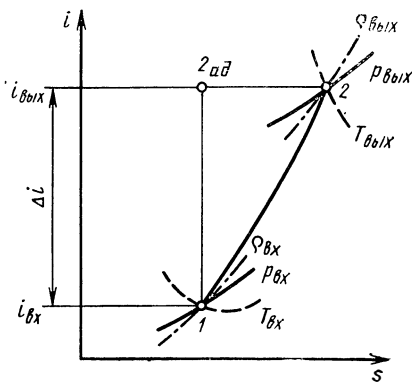


Рис. 5.32.  $i$ — $s$ -диаграмма процесса в водородном насосе

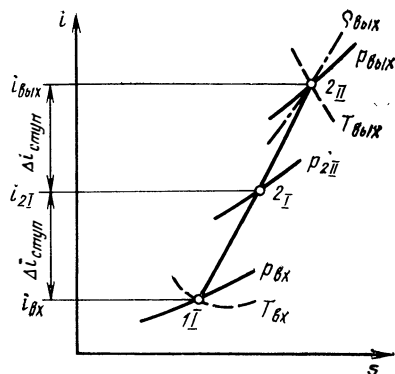


Рис. 5.33.  $i$ — $s$ -диаграмма процесса в двухступенчатом водородном насосе

Число ступеней насоса  $z$  определяется потребным напором насоса  $H$  и допустимым напором ступени  $H_{\text{ступ max}}$ , см. формулу (5.97):

$$z = H/H_{\text{ступ max}},$$

где  $z$  округляется до целого числа. Так как при этом параметры водорода на выходе неизвестны, то, полагая в первом приближении  $\rho_{\text{ср}} = \rho_{\text{вх}}$ , из формулы (5.99) получаем

$$H = (\rho_{\text{вых}} - \rho_{\text{вх}})/\rho_{\text{вх}}. \quad (5.100)$$

Напор ступени по принятому  $z$  определяется следующим образом:

$$H_{\text{ступ}} = H/z. \quad (5.101)$$

По напору ступени  $H_{\text{ступ}}$  и известной из расчета на кавитацию угловой скорости  $\omega$  определяем коэффициент быстроходности ступени

$$n_s = 193,3\omega \sqrt{\bar{V}/H_{\text{ступ}}^{3/4}}, \quad (5.102)$$

где принимаем, что

$$\dot{V} = \dot{m}/\rho_{\text{вх}}. \quad (5.103)$$

По коэффициенту быстроходности  $n_s$ , принимая  $K_{D0} = 5,0 \dots 6,5$ , с помощью зависимостей, приведенных на рис. 3.27, и формулы (3.88) оцениваем КПД насоса  $\eta_{\text{н}} = \eta_{\text{ступ}}$  и определяем мощность насоса

$$N_{\text{н}} = \dot{m}H/\eta_{\text{н}}.$$

Мощность насоса определяет повышение энтальпии жидкости в насосе:

$$\Delta i = i_{\text{вых}} - i_{\text{вх}} = N_{\text{н}}/\dot{m} = H/\eta_{\text{н}}.$$

Отложим в  $i$ — $s$ -диаграмме от точки 1 (рис. 5.32), характеризующей параметры водорода на входе в насос ( $\rho_{\text{вх}}$ ,  $T_{\text{вх}}$ ,  $\rho_{\text{вх}}$ ) величину  $\Delta i$ . Пересечение прямой  $i_{\text{вых}} = \text{const}$  с изобарой  $\rho_{\text{вых}} = \text{const}$  дает точку 2, определяющую параметры на выходе из насоса. Зная  $\rho_{\text{вых}}$ , можно уточнить напор насоса по формуле (5.99), а затем — число ступеней и напор, приходящийся на одну ступень.

Расчет первой ступени водородного насоса проводится так же, как это делается для обычных насосов (см. разд. 5.10.3). Размеры последующих ступеней принимаются такими же, как размеры первой ступени, за исключением диаметра входа в колесо. Так как диаметр входа в колесо первой ступени определяется исходя из условий обеспечения необходимых антикавитационных качеств, то диаметр последующих ступеней может быть принят меньшим ( $K_{D0} = 3,5 \dots 4,5$ ). Это несколько уменьшает потери в последующих ступенях в основном из-за расходных



потерь. Остальные потери и напор не должны измениться, так как относительный диаметр  $\bar{D}_1$  первой ступени водородного насоса не превышает значений, после которых уменьшаются гидравлический КПД и коэффициент  $k_2$ . С достаточной степенью точности можно положить, что КПД и напор для последующих ступеней насоса такие же, как и соответствующие величины для первой ступени.

В итоге расчета следует проверить, обеспечивает ли насос заданное давление, и определить температуру и плотность водорода на выходе из насоса. Для этого надо подсчитать повышение энтальпии водорода в ступени:

$$\Delta i_{\text{ступ}} = H_{\text{ступ}}/\eta_{\text{ступ}}$$

Отложим эту величину от точки  $I_1$  (вход в насос, вход в первую ступень, см. рис. 5.33). Точка, соответствующая состоянию водорода на выходе из первой ступени, должна находиться на линии  $i_{2I} = \text{const}$ . Задаваясь несколькими значениями давления на этой линии, находим такое давление  $p_{2I}$ , при котором удовлетворяется равенство (5.99), записанное для ступени. Это и будет давление на выходе из первой ступени. Кривая  $I_1-2I$  является политропой сжатия водорода в первой ступени при равномерном подводе теплоты потерь в процессе сжатия.

Аналогичным образом определяются параметры водорода на выходе из последующих ступеней. Точка, соответствующая выходу из последней ступени, определит давление  $p_{\text{вых}}$ , температуру  $T_{\text{вых}}$  и плотность водорода  $\rho_{\text{вых}}$  на выходе из насоса (на диаграмме, приведенной на рис. 5.33, построенной для двухступенчатого насоса, это будет точка  $2_{II}$ ). Если давление  $p_{\text{вых}}$  отличается от заданного более чем на 5%, расчет водородного насоса следует повторить, используя полученную величину плотности водорода на выходе из насоса.

### 5.10.5. Расчет автономной турбины

**Исходные данные.** В разд. 4.6.2.2 указано, что при  $u/c_{ад} > 0,2$  автономная турбина всегда выполняется активной одноступенчатой. При меньших  $u/c_{ад}$  двухступенчатая турбина со ступенями скорости имеет большие коэффициент работы и КПД. Однако из соображений простоты и для уменьшения массы и при меньших значениях  $u/c_{ад}$  автономная турбина может быть выполнена одноступенчатой активной. От автономной турбины требуется большой коэффициент работы

$$\bar{L}_T = L_T/u^2. \quad (5.104)$$

Мощность турбины  $N_T$  определяется мощностью, потребной для привода насосов.

Угловая скорость определяется допустимой для насосов величиной, при которой обеспечивается работа насоса без кавитационного срыва, см. формулу (3.146). Увеличение угловой скорости способствует повышению КПД турбины благодаря увеличению коэффициента быстроходности (см. рис. 4.47). Кроме этого, с увеличением угловой скорости уменьшаются размеры турбины при выбранной окружной скорости. Поэтому повышение антикавитационных качеств насосов, дающее возможность увеличить  $\omega$ , благоприятно сказывается на автономной турбине.

Возможен выбор угловой скорости турбины, предусматривающий привод насосов через редукторы, понижающие угловую скорость. Такие ТНА проигрывают по простоте и массе.

Окружную скорость целесообразно выбирать максимально возможной. Исходя из соображений прочности  $u_{\text{max}} = 350 \dots 450$  м/с. Отметим, что значение  $u_{\text{max}}$ , как правило, меньше оптимального, определяемого по  $c_{ад}$  и оптимальному отношению  $(u/c_{ад})_{\text{opt}}$  (см. рис. 4.48), при котором  $\eta_T$  и, следовательно,  $L_T = L_{\text{oad}}\eta_T$  достигают максимума.

Выбирая  $u = u_{\text{max}}$ , можно получить при заданной угловой скорости большой средний диаметр турбины, при котором диаметр ТНА будет недопустимо велик. Поэтому отношение среднего диаметра  $D_{\text{ср}}$  к  $D_2$  — наружному диаметру колеса насоса горючего не должно превышать 2. По выбранному среднему диаметру и угловой скорости определяется окружная скорость.

Физические константы и температура рабочего тела турбины определяют продукты сгорания основных компонентов (либо при избытке горючего, либо при избытке окислителя). Обычно в качестве рабочего тела используется газ с избытком горючего — восстановительный газ (см. разд. 5.10.2.1).

В отдельных случаях рабочим телом турбины могут являться продукты разложения однокислотных, унитарных, топлив — перекиси водорода, гидразина и т. п.

Физические константы рабочих тел турбины ЖРД сильно зависят от массового соотношения компонентов в газогенераторе. Показатель  $k$  адиабаты находится в пределах 1,2 ... 1,4. Значение  $RT_{00}$  желательно иметь большим. Чем больше  $RT_{00}$ , тем больше коэффициент работы и тем меньше расход рабочего тела.

Практически температуру перед турбиной ограничивают значениями 1000 ... 1200 К исходя из работоспособности конструкции. При дальнейшем повышении температуры растет удельная работа. Это обстоятельство делает задачу повышения температуры перед турбиной и применения охлаждаемых турбин актуальной.

Степень понижения давления  $\delta$  определяется выбором начального давления  $p_{00}$  и давления за турбиной  $p_2$ . Обычно для автономных турбин  $\delta = 15 \dots 40$ .

Увеличение  $\delta$  более 40 приводит к росту адиабатной работы, но из-за падения КПД с ростом  $\delta$  (уменьшением  $u/c_{ад}$ ) удельная работа  $L_T$  повышается медленно.

Материал лопаток турбины и его прочностные данные при температуре  $T_{0w1}$  должны быть заданы для дальнейшего расчета турбины на прочность.

**Пример расчета.** В результате расчета автономной турбины ЖРД определяются такие размеры элементов турбины, которые используются при разработке конструкции. Помимо этого, определяются параметры потока (температура, давление, скорость, приведенная скорость и т. д.) в характерных сечениях турбины. Кроме того, должны быть определены расход газа через турбину, необходимый для обеспечения заданной мощности турбины, энергетические характеристики и радиальная сила, необходимая для расчета подшипников.

Расход газа в первом приближении определяется с помощью графических зависимостей, приведенных на рис. 4.47. Для этого по исходным данным следует определить средний диаметр колеса и отношение скоростей  $u/c_{ад}$ , зная окружную скорость и адиабатную работу (а также  $\delta$ ,  $T_{00}$ ,  $k$  и  $R$ ):

$$c_{ад} = \sqrt{2L_{0ад}}. \quad (5.105)$$

Затем задаются величиной зазора между колесом и корпусом  $\Delta = 1 \dots 3$  мм. При колесе без бандажа — это радиальный зазор; для колес с бандажом под  $\Delta$  понимают минимальный (осевой или радиальный) зазор (см. разд. 4.5.1). По величине зазора определяют относительную величину  $\bar{\Delta} = \Delta/D_{ср}$ .

Задают несколько значений расхода газа  $\dot{m}_T$ , чтобы определить по формуле (2.171) значения  $n_{ст}$ , которые обычно лежат в пределах 10 ... 40. Адиабатный объемный расход газа на входе в колесо  $\dot{V}_{1ад}$  определяется следующим образом:

$$\dot{V}_{1ад} = \dot{m}_T / \rho_{1ад} = \dot{m}_T RT_{1ад} / p_1,$$

где 
$$p_1 = p_{00} \left( 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_{c_{1ад}}^2 \right)^{k/(k-1)}, \quad (5.106)$$

$$T_{1ад} = T_{00} \left( 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_{c_{1ад}}^2 \right), \quad (5.107)$$

так как

$$\rho_{1ад} = p_1 / (RT_{1ад}). \quad (5.108)$$

В качестве автономной турбины применяют активные турбины ( $p_T = 0$ ,  $c_{1ад} = c_{ад}$ ;  $p_1 = p_2$ ). По значениям  $u/c_{ад}$ ,  $\bar{\Delta}$  и  $n_{ст}$  с помощью рис. 4.47 для каждого из выбранных значений  $\dot{m}_T$  определяют КПД турбины  $\eta_T$ . Расход  $\dot{m}_T$ , при котором мощность турбины  $N_T = \dot{m}_T L_{0ад} \eta_T$  совпадает с заданной, является потребным расходом газа через турбину. Эта величина используется при дальнейших расчетах. В конце расчета может оказаться, что полученное значение мощности

отличается от заданного более чем на 5 %. В этом случае следует повторить расчет, изменив исходное значение расхода.

Расчет параметров в осевом зазоре (выход из соплового аппарата — вход в колесо) необходим для определения размеров соплового аппарата и решетки колеса.

Угол потока в осевом зазоре  $\alpha_1$  выбирается в пределах 15 ... 20°. Скоростной коэффициент соплового аппарата  $\varphi$  можно принять в пределах 0,92 ... 0,96.

Основные формулы для расчета параметров потока были приведены в разд. 4.3.1. Напомним, что число  $M$  можно выразить через приведенную скорость  $\lambda$ :

$$M = c/a, \quad (5.109)$$

где

$$a = \sqrt{kRT} \quad (5.110)$$

— скорость звука;

$$M = \sqrt{\frac{2}{k+1} \frac{\lambda^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2}}. \quad (5.111)$$

Приведенный расход  $q(\lambda)$  можно определить с помощью газодинамических таблиц или по формуле

$$q(\lambda) = \lambda \left[ \frac{k+1}{2} \left( 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right) \right]^{1/(k-1)}. \quad (5.112)$$

Скорость

$$\omega_1 = \sqrt{(c_1 \cos \alpha_1 - u)^2 + (c_1 \sin \alpha_1)^2}. \quad (5.113)$$

Определение размеров соплового аппарата для турбины с полным подводом газа ( $\varepsilon = 1$ ) целесообразно начинать с определения высоты сопловой решетки по формуле (4.61).

Определение размеров соплового аппарата парциальных турбин начинают с нахождения степени парциальности (см. разд. 4.5.4.2) и высоты лопатки колеса по формуле (4.110). Для этого следует задаться шириной решетки колеса  $b$  и относительным шагом  $\bar{t}$  (в первом приближении). В дальнейшем надо убедиться в том, что отношение  $h_{\text{л}}/b$  получилось больше единицы.

По найденной высоте лопаток колеса, с учетом перекрытий, определяется высота сопловой лопатки  $h_c$  из формулы (4.72). Дальнейший ход расчета ясен из разд. 4.3.3.2.

Определение размеров решетки колеса начинается с выбора профиля лопатки решетки по Атласу профилей решеток осевых турбин [3].

Для выбора профиля необходимо знать углы потока на входе в решетку и на выходе из нее ( $\beta_1, \beta_2$ ) и число  $M_{\omega_{2\text{ад}}} = M_{\omega_1}$ . Профили лопаток решеток колеса активных турбин обозначены в атласе буквой Р. Угол потока на входе  $\beta_1$  определяется из треугольника скоростей, см. формулу (4.54).

Угол потока на выходе  $\beta_2$  можно определить из формулы (4.73), выбрав высоту лопатки на выходе несколько больше (на 1 ... 5 мм), чем на входе, или, задаваясь углом  $\beta_2$ , можно определить  $h_{2\text{л}}$  по формуле (4.73).

Для определения  $\beta_2$  по формуле (4.73) следует задаться скоростным коэффициентом  $\psi$ , который позволяет найти значение  $\sigma_2$ , см. формулу (2.179). В дальнейшем значение  $\psi$  уточняют. Выбранный профиль изменяется геометрически подобно применительно к рассчитываемой турбине. Если радиусы скругления кромок лопаток получаются слишком малыми (нетехнологичными), то их следует увеличить посредством наращивания лопатки со стороны корыта.

Выбрав профиль лопатки, по его графическим характеристикам (см. работу [3]) находят геометрические параметры решетки. Выбрав относительный шаг  $\bar{t}$  в диапазоне оптимальных значений, определяют по приведенным в работе [3] зависимостям угол установки лопатки  $\chi$ , при котором обеспечивается необходимый угол  $\beta_2$ . Можно при этом принять, что

$$\beta_2 = \beta_2 \text{эф} = \arcsin \frac{a_2}{\bar{t}}. \quad (5.114)$$

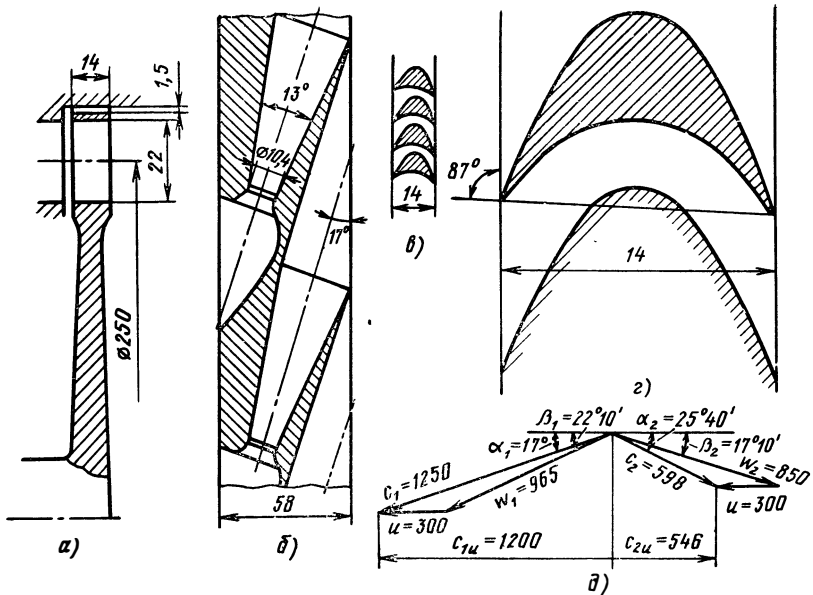


Рис. 5.34. Автономная турбина:

*a* — меридиональное сечение; *б* — сопловой аппарат; *в* — рабочая решетка; *г* — увеличенный профиль Р-2118В; *д* — треугольники скоростей (скорости даны в метрах в секунду)

Найденное значение угла установки лопатки позволяет определить хорду лопатки

$$b_{л} = b / \sin \xi; \quad (5.115)$$

шаг решетки

$$t = \bar{t} b_{л} \quad (5.116)$$

и число лопаток

$$z = \pi D_{ср} / t. \quad (5.117)$$

После этого можно определить коэффициент потерь в решетке  $\xi$ , используя графические характеристики выбранного профиля. При этом следует учесть отличие выбранных геометрических параметров решетки от тех, при которых получены указанные характеристики. Для этого используют приведенные в работе [3] обобщенные зависимости.

Параметры потока на выходе из колеса, в частности, абсолютная скорость на выходе и угол потока  $\alpha_2$  определяются из треугольника скоростей (рис. 5.34):

$$c_2 = \sqrt{(w_2 \sin \beta_2)^2 + (w_2 \cos \beta_2 - u)^2}, \quad (5.118)$$

$$\alpha_2 = \arctg \frac{w_2 \sin \beta_2}{w_2 \cos \beta_2 - u}. \quad (5.119)$$

Температуру торможения находят из формулы

$$T_{02} = T_2 + \frac{k-1}{2kR} c_2^2, \quad (5.120)$$

где  $T_2 = T_{0w_2} - \frac{k-1}{2kR} w_2^2$ , а  $T_{0w_2} = T_{0w_1}$ .

Т а б л и ц а 5.2. Пример расчета автономной одноступенчатой турбины ЖРД

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Формула	Значение	Примечание
<i>Исходные данные</i>					
1	Мощность турбины	$N_1$	—	1200 кВт	Получена при расчете ТНА (разд. 5.10.2.1) Получена при расчете насосов Получено при расчете ТНА Задано » » Задано
2	Угловая скорость	$\omega$	—	2410 рад/с	
3	Полное давление на входе	$p_{00}$	—	6 МПа	
4	Давление на выходе	$p_2$	—	0,25 МПа	
5	Температура торможения газа на входе	$T_{00}$	—	1000 К	
6	Газовая постоянная	$R$	—	400 Дж/(кг·К)	
7	Показатель адиабаты	$k$	—	1,33	
<i>Рассчитываемые и выбираемые величины:</i>					
<i>а) определение потребного расхода газа</i>					
8	Окружная скорость на среднем диаметре	$u$	—	300 м/с	Задаем
9	Средний диаметр	$D_{ср}$	$D_{ср} = \frac{2u}{\omega}$	0,25 м	
10	Степень понижения давления	$\delta$	—	24	См. разд. 4.3.1
11	Адиабатная работа	$L_{0ад}$	(4.3)	$89 \cdot 10^4$ Дж/кг	—
12	Адиабатная скорость	$c_{ад}$	(5.105)	1330 м/с	—
13	Отношение скоростей	$u/c_{ад}$	—	0,225	См. пп. 8 и 12
14	Минимальный (осевой или радиальный) зазор между колесом и корпусом (турбина с бандажом)	$\Delta$	—	$1,5 \cdot 10^{-3}$ м	Задаем
15	Относительный минимальный зазор	$\bar{\Delta}$	—	0,006	—
16	Потребный расход газа	$\dot{m}_T$	—	2,57 кг/с	Определяется с помощью графиков, приведенных на рис. 4.47
17	Коэффициент быстроходности турбины	$n_{сТ}$	(2.171)	22	
18	Удельная работа турбины	$L_T$	(4.4)	$46,6 \cdot 10^4$ Дж/кг	См. также разд. 4.1.2
19	Коэффициент работы	$\bar{L}_T$	(5.104)	5,15	См. также разд. 4.1.2

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Формула	Значение	Примечание
<i>б) параметры потока в осевом зазоре между сопловым аппаратом и колесом (выход из соплового аппарата — вход в колесо)</i>					
20	Угол потока	$\alpha_1$	—	17°	Задаем
21	Скоростной коэффициент	$\varphi$	—	0,94	»
22	Скорость на выходе из соплового аппарата	$c_1$	(4.18)	1250 м/с	—
23	Критическая скорость звука для течения в сопловом аппарате	$a_{кр}$	(5.122)	676 м/с	—
24	Приведенная скорость	$\lambda_{c_1}$	(5.122)	1,84	—
25	Коэффициент полного давления	$\sigma_1$	(2.178)	0,584	—
26	Полное давление	$p_{01}$	(4.37)	3,57 МПа	—
27	Статическая температура в зазоре	$T_1$	(5.107)	515 К	См. п. 24
28	Плотность газа в зазоре	$\rho_1$	(5.108)	1,21 кг/м <sup>3</sup>	См. п. 27
29	Скорость звука в зазоре	$a_1$	(5.110)	520 м/с	—
30	Число Маха	$M_1$	(5.109)	2,4	—
31	Относительная скорость на входе в колесо	$\omega_1$	(5.113)	965 м/с	—
32	Температура торможения в относительном движении	$T_{0w_1}$	(4.8)	805 К	—
33	Критическая скорость	$a_{кр \omega}$	(4.22)	605 м/с	—
34	Приведенная скорость	$\lambda_{w_1}$	—	1,6	См. пп. 31, 33
35	Число Маха в относительном движении	$M_{w_1}$	(5.111)	1,83	—
36	Полное давление в относительном движении	$p_{0w_1}$	(4.9)	1,76 МПа	—
<i>в) определение оптимальной высоты лопаток колеса</i>					
37	Ширина решетки	$b$	—	0,014 м	Выбираем
38	Относительный шаг решетки (в первом приближении)	$\bar{i}$	—	0,6	»
39	Число Рейнольдса диска колеса	$Re_d$	—	$5 \cdot 10^5$	»
40	Число Рейнольдса бандажа	$Re_b$	—	$5 \cdot 10^3$	»

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Формула	Значение	Примечание
41	Степень парциальности (в первом приближении)	$\epsilon$	—	0,31	См. разд. 4.5.4.2
42	Относительная высота лопатки	$\bar{h}_{1Л}$	(4.100)	0,087	$\bar{h}_{1Л} = h_{1Л}/D_{ср}$
43	Высота лопатки	$h_{1Л}$	—	0,022 м	См. пп. 9,42
<i>г) определение размеров соплового аппарата, состоящего из конических сопел</i>					
44	Перекрытие на периферии	$\Delta h_{п}$	—	0,0005 м	Выбираем
45	Перекрытие у втулки	$\Delta h_{вт}$	—	0,0005 м	»
46	Высота сопловой лопатки	$h_c$	(4.72)	0,021 м	»
47	Площадь суммарного минимального сечения сопел	$F_{\min}$	(4.41)	$4,24 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$	Принимаем $\sigma_{кр} = 1$
48	Скоростной коэффициент конической части сопла	$\varphi'$	—	0,98	Выбираем
49	Степень уширения сопла	$\bar{f}'_1$	(4.49)	4	Принимаем $\delta'_1 = \delta(\alpha_{1Л} = \alpha_1)$
50	Площадь сечения сопел в конце конической части	$F'_1$	(4.65)	$17 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$	—
51	Площадь сечения выхода сопел	$F_c$	(4.66)	$58,2 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$	—
52	Степень парциальности	$\epsilon$	(4.64)	0,37	—
53	Число сопел	$z_c$	(4.69)	5	—
54	Большая ось эллипса сечения сопел на выходе	$a_c$	(4.67)	0,072 м	—
55	Шаг сопел	$t_c$	—	0,0705 м	Принимаем $t_c = 0,98a_c$
56	Диаметр минимального сечения сопла	$d_{\min}$	(4.71)	0,0104 м	—
<i>д) определение параметров решетки колеса</i>					
57	Угол потока на входе в колесо	$\beta_1$	(4.54)	$22^\circ 10'$	—
58	Скоростной коэффициент (в первом приближении)	$\psi$	—	0,88	Принимаем
59	Скорость потока на выходе в относительном движении	$w_2$	(4.28)	850 м/с	—
60	Приведенная скорость	$\lambda_{w_2}$	(4.28)	1,41	—

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Формула	Значение	Примечание
61	Коэффициент полного давления	$\sigma_2$	(2.179)	0,635	—
62	Приведенный расход	$q (\lambda_{w_2})$	(5.112)	0,83	—
63	Высота лопатки на выходе	$h_{2л}$		0,022 м	Принимаем $h_{2л} = h_{1л}$
64	Угол потока на выходе в относительном движении	$\beta_2$	(4.73)	17° 10'	—

Примечание. Профиль лопатки Р-2118В выбираем в работе [3]

65	Относительный шаг решетки	$\bar{t}$	—	0,684	Выбираем в диапазоне оптимальных значений
66	Угол установки лопатки	$\chi$	—	87°	Определяем по характеристикам профиля
67	Хорда лопатки	$b_{л}$	(5.115)	0,014 м	—
68	Шаг решетки	$t$	(5.116)	0,0096 м	—
69	Число лопаток	$z$	(5.117)	82	—
70	Относительная длина лопатки	$h_{л}/b_{л}$	—	1,50	—
71	Коэффициент потерь в решетке	$\zeta_R$	—	0,22	Определяем по характеристикам профиля
72	Скоростной коэффициент	$\psi$	(2.180)	0,88	—

е) определение параметров потока на выходе из колеса

73	Статическая температура	$T_2$	(5.120)	580 К	—
74	Абсолютная скорость	$c_2$	(5.118)	598 м/с	—
75	Угол потока на выходе в абсолютном движении	$\alpha_2$	(5.119)	25° 40'	—
76	Температура торможения	$T_{02}$	(5.120)	680 К	—
77	Критическая скорость звука	$a_{кр}$	(5.122)	555 м/с	—
78	Приведенная скорость	$\lambda_{c_2}$	(5.122)	1,07	—
79	Давление торможения	$p_{02}$	(5.121)	0,5 МПа	—

ж) определение работы, мощности КПД турбины

80	Отношение скоростей	$u/c_1$	—	0,24	См. пп. 8,22
81	Окружной КПД	$\eta_u$	(4.77)	0,579	—



№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Формула	Значение	Примечание
82	Удельная окружная работа	$L_u$	(4.75)	$51,5 \cdot 10^4$ Дж/кг	—
83	Расход через уплотнение	$\dot{m}_y$	(4.91)	0,08 кг/с	—
84	Расход газа через решетку колеса	$\dot{m}_T - \dot{m}_y$	—	2,49 кг/с	—
85	Расходный КПД	$\eta_p$	(2.235)	0,97	—
86	Окружная мощность	$N_u$	(2.207)	1280 кВт	—
87	Мощность дискового трения	$N_{\text{тр. д}}$	(2.186)	1,8 кВт	Принимаем $Re_d = 5 \cdot 10^5$ Задаем $Re_b = 5 \cdot 10^3$
88	Мощность трения бандажа	$N_{\text{тр. б}}$	(4.96)	1,9 кВт	
89	Мощность потерь, связанных с парциальным впуском	$N_\varepsilon$	(4.99)	24 кВт	—
90	Эффективная мощность турбины	$N_T$	(4.100)	1252 кВт	—
91	Эффективная удельная работа	$L_T$	(4.4)	$48,7 \cdot 10^4$ Дж/кг	—
92	Коэффициент работы	$\bar{L}_T$	(5.104)	5,42	—
93	Эффективный КПД турбины	$\eta_T$	(4.2)	0,548	—

Полное давление на выходе может быть найдено из выражения

$$\frac{p}{p_0} = \left( 1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2 \right)^{k/(k-1)}, \quad (5.121)$$

где 
$$\lambda = \frac{c}{a_{кр}}; \quad a_{кр} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} RT_0}. \quad (5.122)$$

Мощность, работу и КПД турбины рассчитывают с помощью зависимостей, приведенных в разд. 4.5.

Если полученная в результате расчета мощность будет отличаться от заданной более чем на 5 %, расчет следует повторить, изменив расход газа через турбину.

Более подробно порядок расчета можно проследить по приведенному в табл. 5.2 примеру расчета. Проточная часть и треугольники скоростей для рассчитанной турбины приведены на рис. 5.34.

Отметим, что порядок расчета энергетических характеристик турбины и радиальной силы достаточно подробно изложен в разд. 4.7.2.2 и 5.5.2.2.

### 5.10.6. Расчет предкамерной турбины

**Исходные данные.** В разд. 4.11 указано, что предкамерным турбинам соответствуют невысокие значения  $L_{0ад}$ , поэтому их, как правило, можно выполнять одноступенчатыми. Для предкамерных турбин  $u/c_{ад} \geq 0,5$ . В связи с этим (см. рис. 4.38) для получения максимального КПД предкамерные турбины можно выполнять реактивными. Однако реактивным турбинам соответствуют значительные осевые усилия, затрудняющие конструирование ТНА. Поэтому при расчете следует принимать  $\rho_T = 0$  или вводить небольшую реактивность ( $\rho_T \leq 0,3$ ).

Такие исходные данные, как мощность турбины, угловая скорость, физические константы рабочего тела задаются и выбираются так же, как и для автономной турбины (см. разд. 5.10.5).

Для предкамерной турбины заданным также является расход газа. Расход определяется схемой системы питания (см. разд. 5.10.2.2) и заданной температурой газа перед турбиной. В системе питания с окислительным газогенератором через турбину проходит весь окислитель и горючее, необходимое для обеспечения заданной температуры газа. Для окислительного газа  $R = 200 \dots 300$  Дж/(кг·К). Температура окислительного газа  $T_{00}$  выбирается в пределах 600... 800 К.

При восстановительном газогенераторе через турбину проходит все горючее и большая часть окислителя (см. разд. 5.10.2.2).

Давление на выходе из турбины определяется давлением в камере сгорания ЖРД. Давление на входе и мощность определяются из условия обеспечения баланса мощностей насосов и турбины (см. разд. 5.10.2.2) Давления на входе и на выходе определяют степень понижения давления  $\delta$  и адиабатную работу турбины.

**Пример расчета.** В результате расчета предкамерной турбины должны быть определены геометрические размеры элементов турбины, при которых будет обеспечиваться заданная мощность при заданном расходе. Эти размеры необходимы для разработки конструкции турбины. Помимо размеров, определяются параметры потока в характерных сечениях турбины.

Расчет турбины целесообразно начинать с определения окружной скорости и среднего диаметра. Для этого надо задаться степенью реактивности турбины. Если  $n_{ст} > 50$ , то предкамерная турбина может быть выполнена с полным подводом газа ( $\epsilon = 1$ ) и тогда можно задаться степенью реактивности  $\rho_T > 0$ .

Если  $n_{ст} < 60$  (малорасходные предкамерные турбины на восстановительном газе), то для повышения КПД целесообразно вводить парциальный выпуск ( $\epsilon < 1$ ). Тогда расчет предкамерной турбины ведется аналогично расчету автономной турбины (см. разд. 5.10.5).

Для предкамерных турбин с полным подводом ( $\epsilon = 1$ ) окружной КПД достаточно близок к эффективному КПД. Поэтому оптимальное отношение  $u/c_{ад}$  при выбранном значении  $\rho_T$  можно определить с помощью рис. 4.38. По значениям  $u/c_{ад}$  и  $c_{ад}$  найдем окружную скорость  $u$ , а затем  $D_{ср}$ , так как угловая скорость задана.

Определение размеров сопловой решетки целесообразно начать с определения высоты сопловой лопатки  $h_c$ . Для этого следует задаться углом потока на выходе  $\alpha_1 = 20 \dots 25^\circ$  и выбрать в первом приближении значение скоростного коэффициента  $\varphi$ . Для предкамерных турбин  $\varphi = 0,96 \dots 0,98$ . Высота сопловой лопатки определяется по формуле (4.61).

Ширина решетки выбирается из конструктивных соображений. Можно принять  $b_c = 10 \dots 50$  мм.

Профиль сопловых лопаток выбирается из атласа профилей по значениям  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  и  $M_{с1ад}$  (угол потока на входе  $\alpha_0$  можно принять равным  $90^\circ$ ). Профили сопловых решеток обозначены в атласе буквой С. По характеристикам выбранного профиля определяют относительный шаг  $\bar{i}$ . Он должен находиться в диапазоне оптимальных значений. По относительному шагу  $\bar{i}$  находят угол установки лопатки  $\chi$ , при котором обеспечивается необходимый эффективный угол решетки  $\alpha_{1эф}$ . Эффективный угол  $\alpha_{1эф} = \arcsin(d/l)$  связан с углом потока  $\alpha_1$  следующим соотношением, вытекающим из уравнения (4.39):

$$\sin \alpha_{1эф} = \frac{\sin \alpha_1}{k}. \quad (5.123)$$

Число лопаток и коэффициент потерь в решетке определяются так же, как и в разд. 5.10.5.

После этого можно приступить к расчету параметров потока в осевом зазоре между сопловым аппаратом и колесом.

Для определения размеров решетки рабочего колеса находят высоту лопатки на входе с учетом перекрытий, см. формулу (4.72).

Углы потока на входе и на выходе определяются так же, как и при расчете автономной турбины (см. разд. 5.10.5).

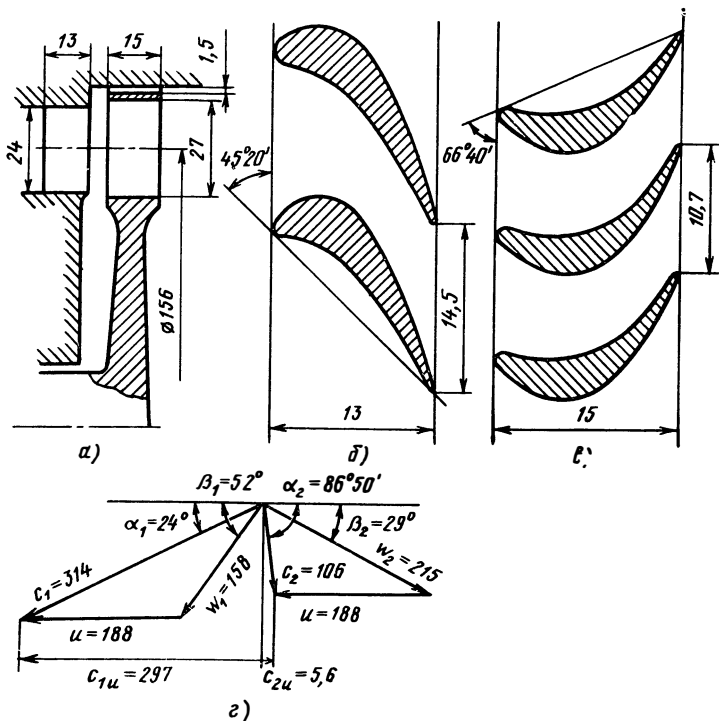


Рис. 5.35. Предкамерная турбина:

*a* — меридиональное сечение; *b*, *c* — сопловая и рабочая решетки соответственно; *d* — треугольник скоростей (скорости даны в метрах в секунду)

По значениям  $\beta_1$ ,  $\beta_2$  и  $M_{w_{2ад}}$  выбирается в атласе профилей рабочий профиль.

По характеристикам выбранного профиля определяются параметры рабочей решетки и потери. Для определения эффективного угла рабочей решетки используется формула, аналогичная формуле (5.123):

$$\sin \beta_{2эф} = \frac{\sin \beta_2}{k}. \quad (5.124)$$

Ширина рабочей решетки может быть выбрана в диапазоне  $b_k = 15 \dots 60$  мм. После этого можно рассчитать параметры потока на выходе из колеса, потери, мощность и КПД турбины

При  $\epsilon = 1$

$$N_T = N_u - N_{тр. д} - N_{тр. б}. \quad (5.125)$$

Если полученная в результате расчетов мощность будет отличаться от заданной более чем на 5 %, то следует повторить расчет, изменив давление на входе в турбину или температуру газа (при изменении температуры будет меняться и расход газа). В случае значительного изменения температуры и давления должен быть уточнен баланс мощностей ТНА.

Более подробно порядок расчета можно проследить по примеру расчета, приведенному в табл. 5.3.

Проточная часть и треугольники скоростей для рассчитанной турбины приведены на рис. 5.35.

Отметим, что порядок расчета энергетических характеристик и осевых сил достаточно подробно изложен в раз. 4.7.2.2 и 5.5.1.2.

Т а б л и ц а 5.3. Пример расчета осевой предкамерной турбины ЖРД

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Номер формулы	Значение	Примечание
<i>Исходные данные</i>					
1	Мощность турбины	$N_T$	—	4300 кВт	Получена при расчете ТНА (см. разд. 5.10.2.2) Получена при расчете насосов Получен при расчете ТНА То же То же Задана То же Задан
2	Угловая скорость	$\omega$	—	2410 рад/с	
3	Расход газа	$\dot{m}_T$	—	85 кг/с	
4	Полное давление на входе	$p_{00}$	—	14 МПа	
5	Давление на выходе	$p_2$	—	10 МПа	
6	Температура торможения на входе	$T_{00}$	—	700 К	
7	Газовая постоянная	$R$	—	280 Дж/(кг·К)	
8	Показатель адиабаты	$k$	—	1,33	

*Рассчитываемые и выбираемые величины*

*а) определение окружной скорости и среднего диаметра турбины*

9	Степень понижения давления	$\delta$	—	1,4	—
10	Удельная адиабатная работа турбины	$L_0$ ад	(4.3)	$6,5 \cdot 10^3$ Дж/кг	—
11	Коэффициент быстроходности	$n_{ст}$	(2.171)	137	—
12	Степень парциальности	$\varepsilon$	—	1	Принимаем $\varepsilon = 1$ , так как $n_{ст} > 50$ (см. разд. 4.5.4.2)
13	Степень реактивности	$\rho_T$	—	0,2	Задаем
14	Отношение скоростей	$u/c_{ад}$	—	0,52	Выбираем с помощью рис. 4.38 (см. разд. 4.4.1)
15	Адиабатная скорость	$c_{ад}$	(5.105)	360 м/с	—
16	Окружная скорость	$u$	—	188 м/с	См. пп. 14 и 15
17	Средний диаметр	$D_{ср}$	—	0,156 м	—

*б) определение высоты сопловой решетки*

18	Удельная адиабатная работа соплового аппарата	$L_{01ад}$	(4.10)	$5,2 \cdot 10^4$ Дж/кг	—
19	Адиабатная скорость истечения из соплового аппарата	$c_{1ад}$	(4.83)	322,5 м/с	—
20	Скоростной коэффициент (в первом приближении)	$\varphi$	—	0,975	Задаем

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Номер формулы	Значение	Примечание
21	Скорость на выходе из соплового аппарата (в первом приближении)	$c_1$	(4.18)	314 м/с	—
22	Критическая скорость звука	$a_{1\text{кр}}$	(5.122)	472 м/с	—
23	Приведенная скорость	$\lambda_{c_1}$	(5.122)	0,665	—
24	Приведенный расход	$q(\lambda_{c_1})$	(5.112)	0,865	—
25	Коэффициент полного давления	$\sigma_1$	(2.178)	0,98	—
26	Угол потока	$\alpha_1$	—	24°	Задаем
27	Высота сопловой лопатки (в первом приближении)	$h_c$	(4.61)	0,024 м	—
<i>в) определение параметров сопловой решетки</i>					
28	Угол потока на входе	$\alpha_0$	—	90°	Задаем
29	Число Маха, подсчитанное по адиабатной скорости	$M_{c_1\text{ад}}$	(5.111)	0,652	—
30	Эффективный угол решетки	$\alpha_1\text{эф}$	(5.123)	22° 10'	—
Примечание. Профиль С-9022А выбираем по работе [3].					
31	Относительный шаг	$\bar{t}_c$	—	0,79	Задаем в диапазоне оптимальных значений
32	Угол установки лопатки	$\chi$	—	45° 20'	Определяем по характеристикам решетки
33	Ширина решетки	$b_c$	—	0,013 м	Задаем
34	Хорда лопатки	$b_{л.с}$	(5.115)	0,0183 м	—
35	Шаг решетки	$t_c$	(5.116)	0,0145 м	См. пп. 31 и 34
36	Число сопловых лопаток	$z_c$	(5.117)	34	—
37	Относительная высота лопатки	$h_c/b_{л.с}$	—	1,31	См. пп. 27 и 34
38	Коэффициент потерь в решетке	$\zeta_c$	—	0,05	Определяем по характеристикам решетки
39	Скоростной коэффициент решетки	$\varphi$	(2.180)	0,975	—
<i>г) определение параметров потока в осевом зазоре</i>					
40	Полное давление	$p_{01}$	(4.37)	13,7 МПа	—
41	Статическое давление	$p_1$	(5.106)	108 МПа	См. п. 23
42	Статическая температура	$T_1$	(5.107)	657 К	См. п. 23

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Номер формулы	Значение	Примечание
43	Плотность газа	$\rho_1$	(5.108)	58,7 кг/м <sup>3</sup>	См. п. 42
44	Скорость звука	$a_1$	(5.110)	498 м/с	—
45	Число Маха	$M_1$	(5.109)	0,63	—
46	Относительная скорость на входе в рабочую решетку	$w_1$	(5.113)	158 м/с	—
47	Температура торможения в относительном движении	$T_{0w_1}$	(4.8)	668 К	—
48	Критическая скорость звука в относительном движении	$a_{кр w}$	(4.22)	461 м/с	—
49	Приведенная скорость	$\lambda_{w_1}$	(4.22)	0,343	—
50	Приведенный расход	$q (\lambda_{w_1})$	(5.112)	0,512	—
51	Число Маха в относительном движении	$M_{w_1}$	(5.111)	0,32	—
52	Полное давление в относительном движении	$p_{0w_1}$	(4.9)	11,4 МПа	—
<i>д) определение параметров рабочей решетки</i>					
53	Высота лопатки на входе	$h_{1л}$	(4.72)	0,027 м	Задаем $\Delta h_{\Pi} = 2 \cdot 10^{-3}$ м; $\Delta h_{ВТ} = 1 \cdot 10^{-3}$ м
54	Угол потока на входе	$\beta_1$	(4.54)	52°	—
55	Адиабатная скорость на выходе из колеса	$w_2$ ад	(4.20)	226 м/с	—
56	Приведенная адиабатная скорость	$\lambda_{w_2}$ ад	(4.22)	0,493	—
57	Число Маха, подсчитанное по адиабатной скорости	$M_{w_2}$ ад	(5.111)	0,465	—
58	Скоростной коэффициент (в первом приближении)	$\psi$	—	0,95	Задаем
59	Относительная скорость на выходе из колеса	$w_2$	(4.21)	215 м/с	—
60	Приведенная скорость	$\lambda_{w_2}$	(4.22)	0,469	—
61	Приведенный расход	$q (\lambda_{w_2})$	(5.112)	0,70	—
62	Коэффициент полного давления	$\sigma_2$	(2.179)	0,99	—
63	Угол потока на выходе в относительном движении	$\beta_2$	(4.73)	29°	Принимаем $h_{2л} = h_{1л}$

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Номер формулы	Значение	Примечание
64	Эффективный угол решетки	$\beta_2 \text{ эф}$	(5.124)	24° 30'	Принимаем $k = 1,08$
Примечание. Профиль $C = 6030A$ выбираем по работе [3].					
65	Относительный шаг	$t_R$	—	0,657	Задаемся в диапазоне оптимальных значений
66	Угол установки лопатки	$\chi$	—	66° 40'	Определяется по характеристикам решетки
67	Ширина решетки	$b_R$	—	0,015 м	Задаемся
68	Хорда лопатки	$b_{Л.К}$	(5.115)	0,0165 м	—
69	Шаг решетки	$t_R$	(5.116)	0,0107 м	См. пп. 65 и 68
70	Число лопаток колеса	$z_R$	(5.117)	46	—
71	Относительная высота лопатки	$h_{Л}/b_{Л.К}$	—	1,62	См. пп. 53 и 68
72	Коэффициент потерь в решетке	$\zeta_R$	—	0,095	Определяем по характеристикам решетки
73	Скоростной коэффициент	$\psi$	(2.180)	0,95	—
е) определение параметров потока на выходе из колеса					
74	Полное давление в относительном движении	$p_{0w_2}$	(5.121)	11,3 МПа	—
75	Абсолютная скорость на выходе из колеса	$c_2$	(5.118)	106 м/с	—
76	Угол потока на выходе в абсолютном движении	$\alpha_2$	(5.119)	86° 50'	—
77	Статическая температура	$T_2$	(5.120)	647 К	—
78	Температура торможения	$T_{02}$	(5.120)	652 К	—
79	Критическая скорость звука	$a_{2кр}$	(5.122)	455 м/с	—
80	Приведенная скорость	$\lambda_{c_2}$	(5.122)	0,233	—
81	Давление торможения	$p_{02}$	(5.121)	10,2 МПа	—
82	Плотность газа	$\rho_2$	(5.108)	55,2 кг/м <sup>3</sup>	—
ж) определение работы, мощности и КПД турбины					
83	Отношение скоростей	$u/c_1$	—	0,6	См. пп. 16 и 21
84	Окружной КПД	$\eta_u$	(4.76)	0,838	—

№ по пор.	Наименование величины	Обозначение	Номер формулы	Значение	Примечание
85	Удельная окружная работа	$L_u$	(4.75)	$5,44 \cdot 10^4$ Дж/кг	—
86	Расход через уплотнение	$\dot{m}_y$	(4.94)	3,15 кг/с	Задаемся $\Delta = 1,5$ мм
87	Расход через решетку колеса	$\dot{m}_T - \dot{m}_y$	—	81,85 кг/с	—
88	Расходный КПД	$\eta_p$	(2.235)	0,963	—
89	Окружная мощность	$N_u$	(2.207)	4450 кВт	—
90	Мощность трения диска	$N_{тр.д}$	(2.186)	5,40 кВт	Задаемся $Re_d = 5 \cdot 10^6$
91	Мощность трения бандажа	$N_{тр.б}$	(4.96)	1,3 кВт	Задаемся $Re_b = 5 \cdot 10^8$
92	Эффективная мощность турбины	$N_T$	(5.125)	4443 кВт	—
93	Удельная эффективная работа турбины	$L_T$	(4.4)	$5,22 \cdot 10^4$ Дж/кг	—
94	Кэффициент работы	$\bar{L}_T$	(5.104)	1,48	—
95	Эффективный КПД турбины	$\eta_t$	(4.2)	0,802	—



## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

---

1. **Быков Н. Н., Емин О. Н.** Выбор параметров и расчет маломощных турбин для привода агрегатов. М.: Машиностроение, 1972. 288 с.
2. **Высокооборотные лопаточные насосы**/Б. И. Боровский, Н. С. Ершов, Б. В. Овсянников и др.; Под ред. Б. В. Овсянникова, В. Ф. Чебаевского. М.: Машиностроение, 1975. 336 с.
3. **Дейч М. Е., Филиппов Г. А., Лазарев Л. Я.** Атлас профилей решеток осевых турбин. М.: Машиностроение, 1965. 96 с.
4. **Кириллов И. И.** Теория турбомашин. М.: Машиностроение, 1972. 536 с.
5. **Локай В. И., МаксUTOва М. К., Стрункин В. А.** Газовые турбины двигателей летательных аппаратов. М.: Машиностроение, 1979. 447 с.
6. **Ломакин А. А.** Центробежные и осевые насосы. Л.: Машиностроение, 1966. 364 с.
7. **Митрохин В. Т.** Выбор параметров и расчет центростремительной турбины на стационарных и переходных режимах. М.: Машиностроение, 1974. 228 с.
8. **Нечаев Ю. Н., Федоров Р. М.** Теория авиационных газотурбинных двигателей. Ч. I. М.: Машиностроение, 1977. 312 с.
9. **Петров В. И., Чебаевский В. Ф.** Кавитация в высокооборотных лопаточных насосах. М.: Машиностроение, 1982. 192 с.
10. **Пилипенко В. В., Задонцев В. А., Натанзон М. С.** Кавитационные автоколебания и динамика гидросистем. М.: Машиностроение, 1977. 352 с.
11. **Присяжков В. Ф.** Динамика жидкостных ракетных двигательных установок. М.: Машиностроение, 1983. 248 с.
12. **Степанов Г. Ю.** Гидродинамика решеток турбин. М.: Физматгиз, 1962. 512 с.
13. **Холщевников К. В.** Теория и расчет авиационных лопаточных машин. М.: Машиностроение, 1970. 610 с.
14. **Щегляев А. В.** Паровые турбины. М.: Энергия, 1976. 358 с.

# ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

---

Антикавитационные качества насоса:  
центробежного 190, 203  
шнекоцентробежного 190, 194

Бандаж турбины 105, 252

Влияние на кавитацию:  
газосодержание жидкости 200  
физических свойств жидкости 198

Газогенератор турбины 21, 24  
Гидравлические потери 101, 109  
Гидродинамическое радиальное уплотнение 159

Густота:  
решетки 36  
шнека 207

Давление:  
в баке 10, 197  
в газогенераторе 331, 332  
в зазоре между колесом и корпусом 157  
на входе в насос 10, 196  
на выходе из насоса 8  
паров 198  
подачи компонентов 8  
срыва 194

Двигатели для привода насосов 18

Диаметр:  
втулки шнека 201  
центробежного колеса на выходе 168  
шнека 200

Диффузор:  
кольцевой лопаточный 144  
конический 148

Жидкостный ракетный двигатель (ЖРД):  
без дожигания генераторного газа 20  
с дожиганием генераторного газа 20

Испытания:  
натурные 93, 288  
модельные 93, 288

Кавитационная эрозия 186  
Кавитационные автоколебания 186

Кавитация:

в решетке 191  
в центробежном колесе 187  
в шнеке 190  
определение 185

Косой срез расширяющейся сопловой решетки 237

Косой срез сужающейся сопловой решетки 233

Коэффициент:

быстроходности:  
кавитационный 195  
насоса 97  
турбины 100

диаметра втулки 202

диаметра шнека 202

напора 69, 134

окружной работы турбины 69, 258, 270, 272, 277

полезного действия:

внутренний мощностной насоса 124, 125

внутренний насоса 123, 125  
внутренний турбины 123, 127

гидравлический 122, 125, 126, 153

дисковый насоса 123, 125, 126, 175

дисковый турбины 123, 126  
механический насоса 123, 125, 126

механический турбины 123, 127

мощностной насоса 123, 125  
мощностной турбины 124, 127, 265, 277

окружной турбины 122, 126, 253, 271, 276  
расходный насоса 124, 125, 126, 175

расходный турбины 124, 127

полного давления 108  
потерь 109

работы турбины 331

расхода 96, 99

учитывающий конечное число лопаток 78, 138

- Лопаточная решетка:**  
отклоняющие свойства 76  
параметры 34
- Масса турбонасосного агрегата (ТНА)** 322
- Момент:**  
колеса 50, 53  
кориолисовых сил инерции 53
- Мощность:**  
безразмерная 96, 99  
гидравлического торможения 161  
насоса 12, 120, 174, 330  
турбины 120, 292, 330
- Напор насоса:**  
весовой 10  
действительный массовый 9, 125  
действительный массовый шнека 184  
теоретический массовый при бесконечном числе лопаток 137, 167  
теоретический массовый при конечном числе лопаток 50, 56, 65, 138, 170
- Направляющий аппарат** 42, 84, 180
- Насос:**  
бустерный 21, 211  
вихревой 17  
водородный 179, 350  
диагональный 215  
дисковый 16  
коловратный 14  
лопаточный 16  
объемный 14  
осевой 42  
поршневой 14  
с двусторонним входом 210  
центробежный 41  
шнековый 182  
шнекоцентробежный 128, 194
- Обекание решетки газом:**  
при дозвуковой скорости 240  
при сверхзвуковой скорости 243
- Особенности турбины:**  
автономной 25, 329  
предкамерной 22, 331
- Отвод:**  
с лопаточным диффузором 141  
спиральный одновитковый 140
- Подвод** 129
- Подобие:**  
насосов 96  
турбин 99
- Потери:**  
внутренние 102  
гидравлические 102, 153  
дисковые 110, 161, 262  
концевые 105  
механические 102, 162  
на парциальность 112, 262  
на утечки 101, 155, 259
- профильные 102, 238  
с выходной скоростью 101, 257
- Работа:**  
совместная шнека и центробежного колеса 205  
турбины:  
адиабатная 114, 126, 218  
окружная 56, 66, 113  
политропная 114, 126  
эффективная 265
- Рабочее колесо:**  
насоса 132  
турбины 228
- Расход:**  
массовый 7  
объемный 7
- Расходный параметр насоса** 60, 88, 135, 173
- Регулирование:**  
насоса:  
дросселированием 300  
перепуском 301  
турбины:  
дросселированием 303  
перепуском 303  
сопловое 303
- Сила:**  
действующая на лопаточный профиль 51  
осевая, действующая на импеллер динамического уплотнения 313  
осевая, действующая на колесо насоса 62  
осевая, действующая на колесо турбины 62, 312  
радиальная, действующая на колесо насоса 315  
радиальная, действующая на колесо турбины 320
- Система питания ЖРД:**  
с автономной турбиной 24  
с предкамерной турбиной 20
- Скорость:**  
абсолютная 38  
окружная (переносная) 39  
относительная 39
- Сопловой аппарат** 44
- Степень:**  
парциальности 248  
реактивности:  
кинематическая 67  
тепловая 223
- Ступень:**  
осевого насоса:  
с постоянной степенью реактивности по радиусу 85  
с постоянной циркуляцией 82

- турбины:
  - с постоянным углом вы-  
хода из соплового аппара-  
та 92
  - с постоянной циркуляцией  
90
- Схема системы подачи компонента 9
- Тепловые диаграммы:
  - компрессора 117
  - насоса 116
  - турбины 115, 116
- Течение газа:
  - в косом срезе решетки 233, 237
  - в решетке с расширяющимися  
каналами 235
  - в сужающейся решетке 232
- Треугольники скоростей:
  - насоса:
    - осевого 43
    - центробежного 41
  - турбины:
    - осевой 44
    - центростремительной 46
    - центробежного колеса 133
- Турбина:
  - автономная 329
  - многоступенчатая:
    - активная со ступенями дав-  
ления 271
    - активная со ступенями ско-  
рости 273
    - реактивная 269
  - одноступенчатая 222, 227
  - осевая 44, 222
  - предкамерная 331
  - радиальная 46, 227
  - центростремительная 227
- Турбонасосный агрегат (ТНА) 19, 20
- Удельная энергия 64
- Угол атаки 40
- Угол отставания 77
- Уравнение:
  - неразрывности 38
  - радиального равновесия 80
  - сохранения энергии 63
  - Эйлера 50
  - энергии жидкости во враща-  
ющемся колесе 65
- Форма входных кромок лопаток:
  - рабочего колеса турбины 241,  
244
  - центробежного колеса насоса 204
  - шнека 208
- Характеристика:
  - насоса:
    - кавитационная 186
    - мощностная 174
    - напорная 170
    - срывная кавитационная 190
  - турбины 287, 291
- Число Маха 94, 240, 245
- Число Рейнольдса 94
- Шаг шнека 86, 205
- Шнек 86, 132
- Ядра кавитации 186

# ОГЛАВЛЕНИЕ

---

Предисловие . . . . .	3
Условные обозначения . . . . .	5
<b>1. Требования к насосам и турбинам . . . . .</b>	<b>7</b>
1.1. Основные параметры систем подачи компонентов . . . . .	7
1.2. Насосные агрегаты . . . . .	12
1.2.1. Общие требования . . . . .	12
1.2.2. Требования к насосам . . . . .	12
1.2.3. Требования к двигателям привода насосных агрегатов . . . . .	13
1.3. Насосы и двигатели разных типов . . . . .	13
1.3.1. Насосы . . . . .	13
1.3.1.1. Объемные насосы . . . . .	13
1.3.1.2. Насосы трения . . . . .	15
1.3.1.3. Струйные насосы . . . . .	16
1.3.1.4. Лопаточные насосы . . . . .	16
1.3.2. Двигатели для привода насосов . . . . .	18
1.4. Схемы системы питания с ТНА . . . . .	20
1.4.1. Системы питания с предкамерной турбиной . . . . .	20
1.4.2. Системы питания с автономной турбиной . . . . .	24
<b>2. Основы общей теории лопаточных машин . . . . .</b>	<b>27</b>
2.1. Классификация . . . . .	27
2.1.1. Машины-двигатели и машины-исполнители . . . . .	27
2.1.2. Радиальные и осевые лопаточные машины . . . . .	29
2.1.3. Машины с разным числом ступеней . . . . .	31
2.2. Основные этапы развития . . . . .	31
2.3. Основные свойства . . . . .	33
2.4. Параметры лопаточных решеток . . . . .	34
2.5. Кинематические соотношения . . . . .	37
2.5.1. Основные сведения . . . . .	37
2.5.2. Вход в колесо . . . . .	40
2.5.3. Течение по межлопаточным каналам колеса и на выходе из колеса . . . . .	40
2.5.4. Примеры построения треугольников скоростей . . . . .	42
2.6. Основные соотношения, вытекающие из закона о моменте количества движения . . . . .	46
2.6.1. Уравнение Эйлера . . . . .	46
2.6.2. Силы, действующие на лопатки осевой машины . . . . .	51
2.6.3. Связь момента колеса радиальной машины с моментом корноллисовых сил инерции . . . . .	53
2.6.4. Осевые и радиальные силы, действующие на рабочее колесо . . . . .	62
2.7. Основные соотношения, вытекающие из закона сохранения энергии . . . . .	63
2.8. Основные соотношения, получаемые при одномерной схеме течения в каналах колеса . . . . .	67
2.9. Течение в плоских лопаточных решетках . . . . .	75
2.9.1. Конфузорные и диффузорные прямые решетки . . . . .	75
2.9.2. Отклоняющие свойства лопаточных решеток . . . . .	76

2.10.	Учет трехмерности потока при расчете лопаточных машин . . . . .	79
2.10.1.	Основные соотношения . . . . .	79
2.10.2.	Профилирование лопаток осевых насосов . . . . .	82
2.10.2.1.	Ступень с постоянной циркуляцией . . . . .	82
2.10.2.2.	Ступень с постоянным коэффициентом теоретического напора по радиусу и другие виды ступеней осевых насосов . . . . .	85
2.10.2.3.	Шнековое осевое колесо . . . . .	86
2.10.2.4.	Осевые колеса в качестве преднасосов . . . . .	89
2.10.3.	Профилирование лопаток осевых турбин по радиусу . . . . .	90
2.10.3.1.	Ступень с постоянной циркуляцией . . . . .	90
2.10.3.2.	Ступень с постоянным углом $\alpha_1$ . . . . .	92
2.11.	Подобие лопаточных машин . . . . .	93
2.11.1.	Общие сведения . . . . .	93
2.11.2.	Насосы . . . . .	96
2.11.3.	Турбины . . . . .	99
2.12.	Потери в лопаточных машинах . . . . .	101
2.12.1.	Классификация основных видов потерь . . . . .	101
2.12.2.	Внутренние потери . . . . .	102
2.12.2.1.	Гидравлические потери . . . . .	102
2.12.2.2.	Дисковые потери . . . . .	110
2.13.	Основные термодинамические соотношения и тепловые диаграммы . . . . .	112
2.14.	Баланс мощностей и КПД . . . . .	118
2.14.1.	Балансы мощностей . . . . .	118
2.14.2.	Гидравлический КПД. Окружной КПД турбины . . . . .	122
2.14.3.	Внутренний, дисковый и механический КПД . . . . .	123
2.14.4.	Мощностной и расходный КПД . . . . .	123
<b>3.</b>	<b>Расчет насосов . . . . .</b>	<b>128</b>
3.1.	Шнекоцентробежные насосы . . . . .	128
3.1.1.	Рабочие органы. Гидравлические потери . . . . .	128
3.1.1.1.	Схема устройства . . . . .	128
3.1.1.2.	Подвод насоса . . . . .	129
3.1.1.3.	Рабочие колеса . . . . .	132
3.1.1.4.	Теоретический напор с учетом конечного числа лопаток . . . . .	137
3.1.1.5.	Отводы насоса . . . . .	139
3.1.1.6.	Гидравлические потери и гидравлический КПД насоса . . . . .	153
3.1.2.	Потери на утечки. Дисковые и механические потери . . . . .	155
3.1.2.1.	Потери на утечки . . . . .	155
3.1.2.2.	Дисковые потери . . . . .	161
3.1.2.3.	Механические потери . . . . .	162
3.1.3.	КПД насоса . . . . .	162
3.1.3.1.	Расходный КПД . . . . .	162
3.1.3.2.	Дисковый КПД . . . . .	164
3.1.3.3.	Внутренний мощностной КПД . . . . .	165
3.1.3.4.	Механический КПД . . . . .	166
3.1.3.5.	Полный КПД . . . . .	166
3.1.4.	Энергетические характеристики . . . . .	166
3.1.4.1.	Теоретические характеристики насосов при $z = \infty$ . . . . .	166
3.1.4.2.	Действительные характеристики . . . . .	170
3.2.	Осевые насосы . . . . .	179
3.2.1.	Схема устройства. Рабочие органы . . . . .	179
3.2.2.	Шнекоосевой насос . . . . .	181
3.2.3.	Шнековый насос . . . . .	182
3.2.3.1.	Выбор параметров . . . . .	182
3.2.3.2.	Энергетические характеристики . . . . .	183
3.3.	Кавитация в насосах . . . . .	185
3.3.1.	Основные понятия . . . . .	185
3.3.2.	Кавитация в шнеке . . . . .	189
3.3.3.	Параметры, определяющие антикавитационные свойства шнекоцентробежного насоса . . . . .	194
3.3.3.1.	Срывной кавитационный запас . . . . .	194

3.3.3.2.	Кавитационный коэффициент быстроходности . . . . .	195
3.3.4.	Условия работы насоса без кавитационного срыва . . . . .	196
3.3.5.	Влияние параметров насосной системы и перекачиваемого компонента топлива на давление в баке . . . . .	197
3.3.5.1.	Гидравлическая система, антикавитационные качества насоса . . . . .	197
3.3.5.2.	Физические свойства перекачиваемого компонента топлива . . . . .	198
3.3.6.	Обеспечение высокого антикавитационного качества шнекоцентробежного насоса . . . . .	200
3.3.6.1.	Выбор наружного диаметра шнека и диаметра его втулки . . . . .	200
3.3.6.2.	Повышение антикавитационного качества центробежных колес . . . . .	203
3.3.6.3.	Определение шага шнека . . . . .	205
3.3.6.4.	Определение густоты решетки шнека, числа лопаток и других конструктивных параметров шнека . . . . .	207
3.3.6.5.	Определение взаимного расположения лопаток шнека и центробежного колеса. Установка конусов перед шнеком и центробежным колесом . . . . .	210
3.3.6.6.	Использование двустороннего входа . . . . .	210
3.3.7.	Применение бустерных насосов в системах питания . . . . .	211
3.3.8.	Применение преднасосов с меньшей угловой скоростью, чем у центробежного насоса . . . . .	215
<b>4.</b>	<b>Расчет турбин . . . . .</b>	<b>218</b>
4.1.	Особенности турбин . . . . .	218
4.1.1.	Предкамерные турбины . . . . .	218
4.1.2.	Автономные турбины . . . . .	219
4.2.	Ступень турбины. Основные понятия и соотношения . . . . .	221
4.2.1.	Осевая турбина . . . . .	222
4.2.1.1.	Изменение параметров по длине проточной части . . . . .	222
4.2.1.2.	Тепловая степень реактивности . . . . .	223
4.2.1.3.	Изображение действительных процессов турбины на тепловых диаграммах . . . . .	225
4.2.2.	Одноступенчатая радиальная турбина . . . . .	227
4.3.	Течение в турбинных решетках. Выбор конструктивных параметров решеток . . . . .	232
4.3.1.	Расширение газа в решетках . . . . .	232
4.3.1.1.	Сужающиеся решетки . . . . .	232
4.3.1.2.	Косой срез сужающейся решетки . . . . .	233
4.3.1.3.	Решетки и сопла с расширяющимися каналами . . . . .	235
4.3.1.4.	Косой срез расширяющихся сопловых решеток . . . . .	237
4.3.1.5.	Профилирование сопловых решеток и сопел . . . . .	237
4.3.2.	Обтекание лопаточных решеток газом . . . . .	240
4.3.2.1.	Профилирование лопаток для дозвуковых скоростей . . . . .	240
4.3.2.2.	Профилирование лопаток для сверхзвуковых скоростей . . . . .	243
4.3.2.3.	Определение угла выхода из решетки при обтекании ее газом со сверхзвуковой скоростью . . . . .	246
4.3.2.4.	Режимы «запирания» рабочей решетки . . . . .	247
4.3.3.	Высота и ширина решетки. Осевой зазор . . . . .	247
4.3.3.1.	Высота и ширина сопловой решетки. Степень парциальности . . . . .	247
4.3.3.2.	Высота конических сопел. Число сопел . . . . .	249
4.3.3.3.	Высота и ширина рабочей решетки . . . . .	250
4.3.3.4.	Определение осевого зазора . . . . .	253
4.4.	Окружной КПД и коэффициент окружной работы ступени турбины . . . . .	253
4.4.1.	Окружной КПД . . . . .	253
4.4.2.	Коэффициент окружной работы ступени . . . . .	258
4.5.	Потери ступени турбины . . . . .	259
4.5.1.	Потери, связанные с утечкой рабочего тела из проточной части . . . . .	259

4.5.2.	Дисковые потери . . . . .	262
4.5.2.1.	Потери на трение диска и бандажа . . . . .	262
4.5.2.2.	Потери, связанные с парциальным подводом . . . . .	262
4.5.3.	Механические потери . . . . .	265
4.5.4.	Эффективный мощностью КПД $\eta$ . . . . .	265
4.5.4.1.	Зависимость эффективного КПД от $u/c_{ад}$ . . . . .	265
4.5.4.2.	Определение оптимального степени парциальности и отношения $u/c_{ад}$ одноступенчатой активной турбины . . . . .	267
4.6.	Многоступенчатые турбины . . . . .	269
4.6.1.	Реактивная турбина . . . . .	269
4.6.2.	Активная турбина . . . . .	271
4.6.2.1.	Турбина со ступенями давления . . . . .	271
4.6.2.2.	Турбина со ступенями скорости . . . . .	273
4.6.2.3.	Одновенечные многоступенчатые активные парциальные турбины . . . . .	280
4.6.3.	Биротативные турбины . . . . .	282
4.6.3.1.	Активная турбина с двумя ступенями скорости . . . . .	282
4.6.3.2.	Реактивно-активная турбина . . . . .	283
4.7.	Энергетические характеристики турбины . . . . .	284
4.7.1.	Виды характеристик . . . . .	284
4.7.2.	Способы получения характеристик . . . . .	288
4.7.2.1.	Натурные и модельные испытания . . . . .	288
4.7.2.2.	Расчет характеристик . . . . .	290
4.8.	Гидравлическая турбина для привода бустерных насосов . . . . .	293
5.	<b>Работа насосов и турбины в системе питания ЖРД . . . . .</b>	<b>295</b>
5.1.	Запуск и устойчивость ТНА . . . . .	295
5.2.	Регулирование насосов и турбины ТНА . . . . .	298
5.2.1.	Потребный напор системы питания . . . . .	298
5.2.2.	Способы регулирования по расходу системы подачи компонентов . . . . .	300
5.2.3.	Регулирование турбины . . . . .	303
5.2.4.	Подбор режимов при регулировании системы подачи компонентов . . . . .	305
5.3.	Устойчивость работы насоса в системе . . . . .	306
5.4.	Совместная работа насосов в системе . . . . .	309
5.5.	Осевые и радиальные силы в ТНА . . . . .	310
5.5.1.	Осевые силы . . . . .	310
5.5.1.1.	Насос . . . . .	310
5.5.1.2.	Турбина . . . . .	312
5.5.1.3.	Импеллерное уплотнение . . . . .	313
5.5.1.4.	Разгрузка ротора ТНА . . . . .	314
5.5.2.	Радиальные силы . . . . .	315
5.5.2.1.	Насос . . . . .	315
5.5.2.2.	Турбина . . . . .	320
5.6.	КПД ТНА . . . . .	322
5.7.	Связь массы ТНА с гидродинамическими параметрами системы питания ЖРД . . . . .	322
5.8.	Относительная масса и удельная мощность ТНА . . . . .	325
5.9.	Удельная вибронегруженность ТНА . . . . .	326
5.10.	Алгоритм расчета ТНА как элемент САПР двигательных установок с ЖРД . . . . .	326
5.10.1.	Общие сведения . . . . .	326
5.10.2.	Оптимизация основных параметров ТНА . . . . .	329
5.10.2.1.	Выбор параметров ТНА с автономной турбиной . . . . .	329
5.10.2.2.	Выбор параметров ТНА с предкамерной турбиной . . . . .	331
5.10.3.	Расчет насоса окислителя . . . . .	337
5.10.4.	Расчет насоса горючего . . . . .	349
5.10.5.	Расчет автономной турбины . . . . .	352
5.10.6.	Расчет предкамерной турбины . . . . .	362
	Список литературы . . . . .	368
	Предметный указатель . . . . .	369



учебник

БОРИС ВИКТОРОВИЧ ОВСЯННИКОВ  
БОРИС ИОСИФОВИЧ БОРОВСКИЙ

**ТЕОРИЯ И РАСЧЕТ АГРЕГАТОВ ПИТАНИЯ ЖИДКОСТНЫХ  
РАКЕТНЫХ ДВИГАТЕЛЕЙ**

Редактор В. И. Сухейли  
Художественный редактор В. В. Лебедев  
Технический редактор Л. П. Зубко  
Корректоры А. А. Снастина и А. П. Сизова  
ИБ № 4510

---

Сдано в набор 27.08.85. Подписано в печать 06.02.86. Т-04865. Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>.  
Бумага кн.-журн. импортная. Гарнитура литературная. Печать высокая.  
Усл. печ. л. 23,5. Усл. кр.-отт. 23,5. Уч.-изд. л. 26,59. Тираж 3600 экз.  
Заказ 224. Цена 1 р. 20 к.

---

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Машиностроение»,  
107076, Москва, Стромьинский пер., 4.

---

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. Монсеенко, 10.

