



Распыливание жидкостей

Распыливание жидкостей

*Издание 2-е, дополненное
и переработанное*



Москва * Машиностроение *

1 9 7 7

Авторы: Юрий Филиппович Дитякин,
Лев Абрамович Клячко,
Борис Владимирович Новиков,
Виктор Иванович Ягодкин

Рецензент: А. С. Лышевский

Распыливание жидкостей. М., «Машиностроение», 1977. 208 с.

Книга посвящена распыливанию жидкостей форсунками непрерывного действия, широко применяемыми в различных областях техники.

В первой части книги рассмотрено течение жидкости в форсунках и ее распределение в факеле. Во второй части приведены результаты исследований процесса образования, распада струй, пленок и капель, даны формулы, позволяющие рассчитать форму пленок.

Это издание книги дополнено анализом гидравлики струйных форсунок, в нем развиты и уточнены закономерности течения, имеются новые данные о распределении жидкости в факеле центробежной форсунки, приведены теория распада пленки в пульсирующем газовом потоке, характеристики новых типов форсунок, оптический метод измерения дисперсности распыленной жидкости и др.

Книга рассчитана на инженерно-технических работников, занимающихся разработкой и исследованиями распыливающих жидкость устройств.

Табл. 3, ил. 116, список лит. 176 назв.

**Основные
условные
обозначения:**

- A — геометрическая характеристика форсунки;
 A_d — действующая характеристика форсунки;
 A_9 — эквивалентная характеристика форсунки;
 a — радиус струи;
 D — диаметр струй;
 d — средний диаметр капель;
 d_c — диаметр отверстия сопла;
 E — энергия;
 f_c — площадь сопла;
 G — расход;
 K — коэффициент неравномерности;
 L_k — длина камеры;
 L_c — длина нераспавшегося участка струи;
 l — длина пленки;
 l_c — длина сопла;
 $l_{вх}$ — длина входного канала;
 p — статическое давление в потоке;
 Δp — перепад давления;
 Q — объемный расход;
 q — удельный поток жидкости;
 R — плечо закручивания;
 u — тангенциальная составляющая скорости в сопле;
 w — осевая составляющая скорости в сопле;
 α — волновое число, угол факела;
 α_1 — угол между соударяющимися струями;
 β — инкремент колебаний;
 β_c — угол конусности сопла;
 β_k — угол между направлением входного канала и осью сопла;
 δ — толщина жидкой пленки;
 ϑ — угол соударения струй;
 λ_k — коэффициент трения в камере;
 λ — длина волны возмущения;
 μ — коэффициент расхода;
 μ_1 и μ_2 — коэффициент абсолютной вязкости соответственно жидкости и газообразной среды;
 ν — коэффициент кинематической вязкости;
 ρ_1 — плотность жидкости;
 ρ_2 — плотность газообразной среды;
 τ — время;
 σ — коэффициент поверхностного натяжения;
 φ_c — коэффициент сжатия струи (заполнения сопла);
 W_1, W_2 — критерии Вебера;
 L_p — критерий Лапласа;
 Fr — критерий Фруда;
 Re — критерий Рейнольдса;
 Ro — критерий Россби;
 E — критерий Экмана.

Введение

Принципы действия и схемы распыливающих устройств

Общие сведения о распыливающих устройствах, их классификация. Устройства для распыливания жидкостей (форсунки и распылители) широко применяют в современной технике во многих отраслях народного хозяйства.

Несмотря на большое разнообразие конструктивных форм, форсунки можно классифицировать по принципу их действия. Форсунка предназначена для дробления жидкости на большое число капель и распределения их в пространстве. Распад струи жидкости, представляющий собой сложный физический процесс, зависит от многих причин, как внешних, так и внутренних. В основном он определяется действием на поверхность струи аэродинамических сил, величина которых зависит от относительной скорости струи и плотности окружающего газа. Аэродинамические силы стремятся деформировать и разорвать струю, а силы поверхностного натяжения препятствуют этому.

Внутренними причинами распада являются различного рода начальные возмущения, вызываемые, например, нарушением цилиндрической формы струи при выходе из сопла, вибрациями сопла и т. д.

Так как внешние причины в большинстве случаев являются определяющими для процесса распыливания, то целесообразно при разработке классификации форсунок исходить из способа создания перемещения струи относительно газообразной среды. При первом механическом способе распыливания жидкость вытекает в неподвижную газовую среду, а при втором газовом (в случае, когда применяют воздух — пневматическом) — вытекает с малой скоростью в движущийся поток газа. Таким образом, в первом случае используется кинетическая энергия жидкости, а во втором — газа. Можно представить себе также комбинацию обоих способов распыливания. При третьем электрическом способе распыливания жидкости струя помещается в электрическое поле. Под действием этого поля на

поверхности возникает характерное для струи распределение давлений, которое деформирует ее, вызывает потерю устойчивости, распад и образование капель.

На рис. 1 дана классификация распыливающих устройств для жидкости. Простейшая струйная форсунка механического распыливания представляет собой цилиндрическое сопло, из которого вытекает струя жидкости, распадающаяся на капли и образующая факел с малым углом при вершине. В том случае, когда сопло выполнено в виде узкой щели, при выходе из форсунки возникает плоская жидкая пленка. Одним из вариантов струйной фор-

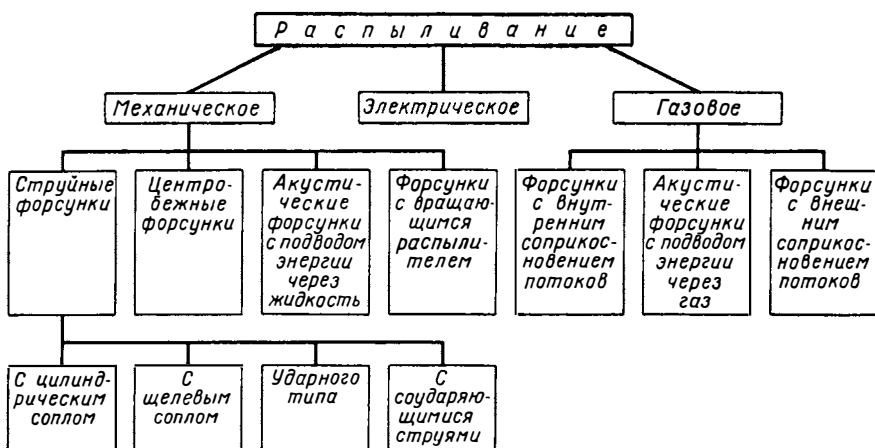


Рис. 1. Классификация способов распыливания

сунки является форсунка с соударяющимися струями. Из точки столкновения двух струй жидкость растекается радиально, образуя пленку, распадающуюся на капли.

В форсунке ударного типа вытекающая из сопла струя жидкости соударяется с жесткой стенкой; образующаяся при этом жидкая пленка стекает со стенки, и происходит распад.

В центробежных форсунках жидкость, получившая интенсивное вращение в камере закручивания, вытекает из сопла в виде тонкой пленки, образующей полый конус. Пленка под влиянием окружающей газовой среды и других возмущений распадается на капли (полый факел распыленной жидкости).

В форсунках с газовым или пневматическим распыливанием струя или пленка жидкости подводится в спутный газовый (воздушный) поток. На поверхности раздела газа и жидкости возникают неустойчивые волны, и струя (пленка) распадается на капли. Струя или пленка жидкости могут подводиться под углом к газовому потоку, при этом она деформируется потоком и распадается на капли.

В форсунках с вращающимся распылителем тонкая жидкая пленка, образующаяся при вращении диска или барабана, теряет устойчивость, и происходит распад.

В акустических форсунках с подводом энергии через жидкость пленка дробится под действием вертикальных колебаний пластинки, происходящих с ультразвуковой частотой. На поверхности слоя жидкости, подаваемой на колеблющуюся пластинку ультразвукового излучателя, возникают стоячие волны, и с гребней этих волн срываются капли, образующие факел. В акустических форсунках с подводом энергии через газ струя (или пленка), вытекающая из отверстия или щели, подвергается воздействию акустических колебаний газа, создаваемых генератором.

Рассмотрим области применения различных распыливающих устройств. Струйные и щелевые форсунки применяют в поршневых двигателях внутреннего сгорания. Вследствие высокого давления подачи жидкого топлива и малого корневого угла факела трудно использовать их в газотурбинных и реактивных двигателях, в которых устанавливают иногда форсунки со сталкивающимися струями; эти форсунки также используют в противопожарных устройствах.

Форсунки ударного типа устанавливают в камерах сгорания газотурбинных двигателей.

Центробежные форсунки широко применяют в современных газотурбинных установках, реактивных двигателях, различных топках, аппаратах химической промышленности и многих других устройствах. Столь широкое распространение центробежных форсунок объясняется простотой их конструкции, надежностью, достаточной эффективностью распыливания и простотой подбора формы факела. Кроме того, в центробежных форсунках можно легко регулировать расход.

Форсунки с вращающимися распылителями используют главным образом в химической промышленности для распыливания вязких жидкостей и суспензий.

Форсунки с газовым или пневматическим распыливанием применяют в двигателях внутреннего сгорания (карбюраторах, реактивных двигателях) и в различных технологических аппаратах. Однако для получения удовлетворительного качества распыливания топлива в двигателях приходится подавать довольно большое количество воздуха, что требует установки дополнительного компрессора и усложняет систему подачи топлива. Ультразвуковые распылители используют в различных установках (реакторах, сушилках и т. д.).

Системы электрического распыливания жидкостей также нашли применение в технологических процессах (окраска методом распыливания, сушка материала и пр.), где большая масса необходимого электрического оборудования не имеет значения.

На основе классификации способов распыливания жидкостей можно сделать следующие общие выводы:

1) жидкость перед распыливанием должна иметь такую форму струи (пленки), при которой поверхностная энергия была бы наибольшей, т. е. неустойчивую быстрораспадающуюся форму;

2) все рассмотренные способы распыливания жидкости обусловлены потерей устойчивости течения в струях или пленках в связи с возникновением неустойчивых волн на поверхности раздела жидкости и газа.

Схемы распыливающих устройств. Рассмотрим типичные схемы распыливающих устройств, используемых в различных отраслях промышленности, обращая внимание на их принципиальные отличия.

Струйные форсунки. Схемы струйных форсунок с цилиндрическими и шелевыми соплами широко известны. Более сложными по конструкции являются форсунки с соударяющимися струями (рис. 2) и ударного типа (рис. 3). В форсунках ударного типа струи жидкости вытекают из жиклеров и растекаются по поверхностям каналов, через которые проходит воздух. Жидкая пленка, образующаяся на поверхностях каналов, под действием воздуха разбивается на капли.

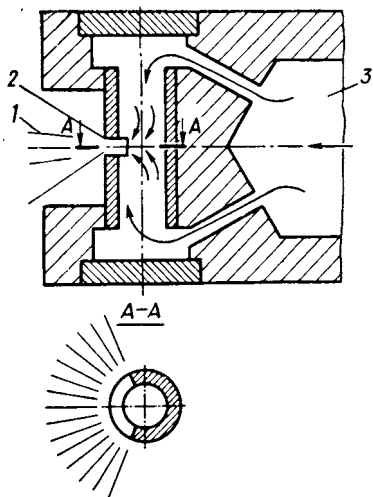


Рис. 2. Схема форсунки с соударяющимися струями: 1 — струя; 2 — сопло; 3 — подвод жидкости

Центробежные форсунки. Простейшая центробежная форсунка представляет собой камеру закручивания с одним или несколькими тангенциальными подводящими топливо каналами и выходными отверстиями (соплами), через которые жидкость вытекает из форсунки.

Конструктивные схемы центробежных форсунок хорошо известны [1—3]. В гл. 3 приведены конструкции регулируемых центробежных форсунок, применяемых в авиационных газотурбинных двигателях.

Форсунки с газовым или пневматическим распыливанием. Форсунки этого типа можно разделить на две группы в зависимости от места соприкосновения потоков газа и жидкости: внутри или вне форсунки [1—3].

На рис. 4, а показана схема форсунки с внешним соприкосновением потоков. Жидкость вытекает в виде кольцевой пленки, создаваемой камерой закручивания. Газ поступает в кольцевой канал 10, с помощью шнека δ закручивается и выходит кольцевой

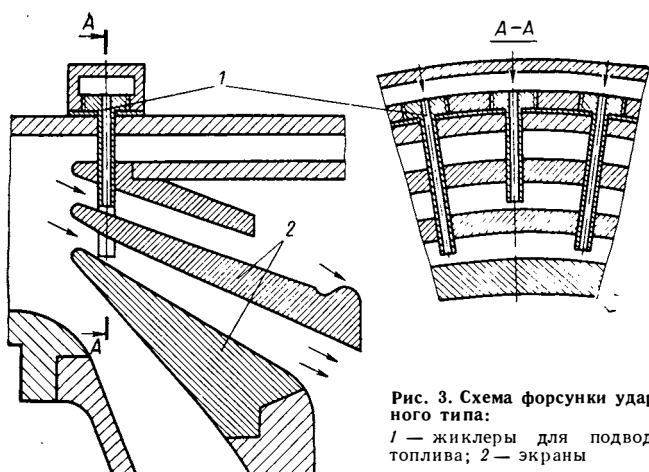


Рис. 3. Схема форсунки ударного типа:
1 — жиклеры для подвода топлива; 2 — экраны

струей. В результате соприкосновения потоков жидкая пленка распадается на капли.

На рис. 4, б представлена форсунка с внутренним соприкосновением потоков. На жидкую пленку, образующуюся на стенке воздушного канала вследствие закрутки жидкости, действуют как внутренний, так и наружный воздушные потоки.

Форсунки с вращающимися распылителями. Форсунки этого типа могут быть различных конструкций. На рис. 5 показан распылитель с вращающимся барабаном, который приводится во вращение электромотором. Частота вращения этого барабана составляет 1750 с^{-1} . Иногда для привода барабанов или дисков используют небольшие пневматические турбины, а для привода вращающегося распылителя — напор распыливаемой жидкости (рис. 6).

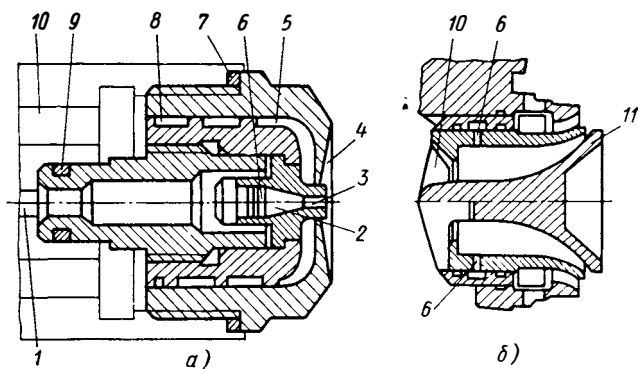


Рис. 4. Схема форсунки:

а — с внешним соприкосновением потоков; б — с внутренним соприкосновением потоков; 1 — подвод жидкости; 2 — камера закручивания жидкости; 3 — центральное сопло; 4 — сопло; 5 — камера закручивания газа; 6 — тангенциальный канал для жидкости; 7 — шайба; 8 — шнек; 9 — резиновое уплотнение; 10 — подвод газа; 11 — грибок

Рис. 5. Распылитель с вращающимся барабаном:

1 — барабан; 2 — подвод жидкости; 3 — ременная передача

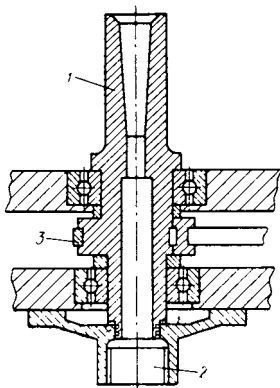


Рис. 6. Схема форсунки с вращающимся соплом:

1 — корпус; 2 — ротор; 3 — золотник; 4 — пружина

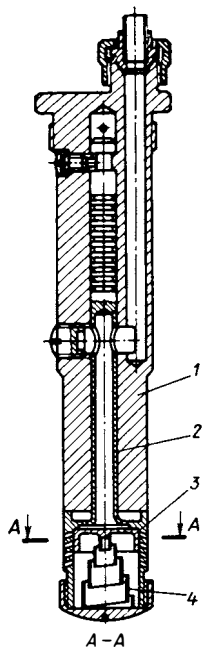
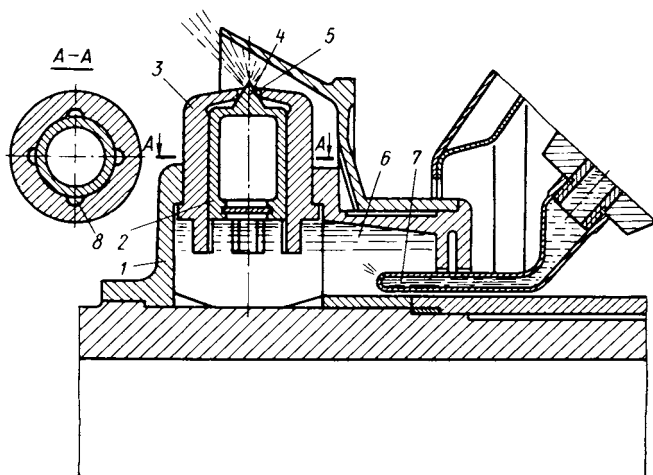


Рис. 7. Схема форсунки с вращающимися соплами:

1 — вращающийся с валом корпус форсунки; 2 — плавающие поршни; 3 — цилиндры; 4 — регулирующая игла; 5 — сопло форсунки; 6 — приемная полость форсунки; 7 — неподвижный патрубок для подвода жидкости; 8 — каналы для прохода жидкости



Жидкость через отверстие ротора 2 подводится к тангенциальным каналам в головке сопла.

При вращении ротора вместе с головкой сопла частицы жидкости, выходящие из отверстий (типа Сегенерова колеса), движутся по гиперболоидным поверхностям, образуя полый факел распыленной жидкости. Частота вращения ротора достигает 834 с^{-1} . В некоторых случаях применяют форсунки, сопла которых связаны с валом и вращаются вместе с ним (рис. 7). Такие форсунки используют в газотурбинных двигателях с кольцевой камерой сгорания, внутри которой проходит вал турбины.

Акустические форсунки. Для распыливания жидкостей применяют акустические колебания, под действием которых на границе раздела газовой и жидкой фаз образуются мелкие капли. Энергия, необходимая для распыливания, может быть передана как через жидкость, так и через газ. При подводе энергии через газ используются звуковые или низкочастотные ультразвуковые колебания, так как ультразвуковые колебания высокой частоты в газах быстро затухают. Энергия через жидкость может быть передана колебаниями высокой частоты, так как коэффициенты затухания ультразвуковых волн в жидкостях на несколько порядков меньше, чем в газах.

Различают следующие способы акустического распыливания жидкостей, в которых:

1) энергия, подводимая к зоне распыливания через жидкость, сообщается или слою жидкости, создаваемому на нормально колеблющейся поверхности излучателя (распыливание жидкости в слое), или из глубины жидкости на ее поверхность от излучателя направляется пучок ультразвуковых волн;

2) энергия подводится к зоне распыливания через газ.

Первый способ акустического распыливания жидкости достаточно хорошо исследован [4], а устройства для распыливания нашли применение в ряде отраслей науки и техники (приготовление порошков, ингаляция, распыливание топлива в ультразвуковых горелках). Однако ввиду малой производительности акустических форсунок подобного типа их применение в промышленных масштабах весьма ограничено.

Второй способ акустического распыливания, основанный на примере аэромеханических акустических излучателей, исследован меньше. Однако его сравнительно широко используют при распыливании жидкого топлива в различных горелках, топках, распылительных сушилках, очистительных установках и т. д.

Способ распыливания, основанный на подводе энергии через газ, реализован в форсунках с газоструйными акустическими излучателями. Такие форсунки имеют ряд преимуществ по сравнению с акустическими форсунками первого способа. К числу их относится отсутствие движущихся частей, отсутствие необходимости питания преобразователей током высокой частоты, простота конструкции и пр.

Рассмотрим конструктивные схемы форсунок с газоструйными акустическими излучателями.

На рис. 8, *а* показана акустическая форсунка со стержневым газоструйным излучателем Гартмана. Жидкость под давлением подается в цилиндрическую полость 4, расположенную снаружи излучателя, и вытекает в щелевой канал 3. На жидкую пленку, вытекающую из канала, действует газ с колеблющимися значениями скорости и давления, генерируемых пульсирующими скачками уплотнения, возникающими вблизи сопла 2 вследствие на-теканя сверхзвуковой газовой струи на резонатор 1. В резуль-

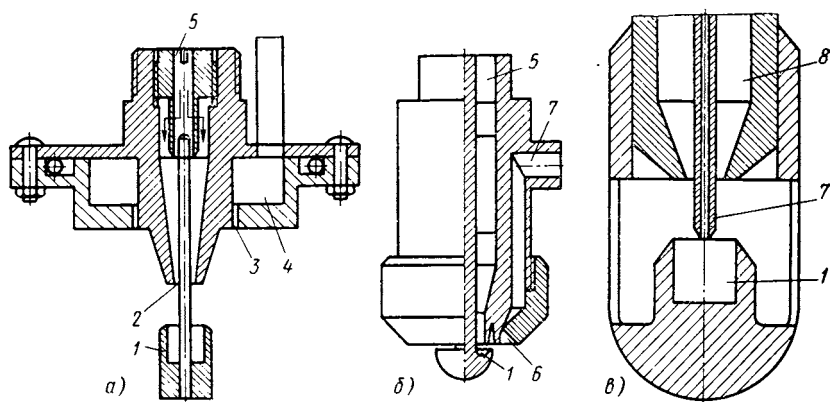


Рис. 8. Конструктивная схема акустической форсунки:

а — со стержневым излучателем Гартмана; *б* — фирмы Астроспрэй; *в* — с подачей жидкости через центральный стержень; 1 — резонатор; 2 — сопло для воздуха; 3 — щелевой канал; 4 — полость для жидкости; 5 — подвод воздуха; 6 — дополнительный резонатор; 7 — подвод жидкости; 8 — подвод газа

тате пленка дробится на мелкие капли, которые вместе с газовой струей образуют факел распыленной жидкости.

Несколько иначе выполнен стержневой излучатель Гартмана в форсунке, показанной на рис. 8, *б* [4]. Кроме резонатора 1, расположенного на стержне, имеется дополнительный резонатор 6 в корпусе форсунки.

В форсунке другой схемы (рис. 8, *в*) резонатор выполнен так, что канал для подвода жидкости 7 оканчивается на срезе резонатора 1, который поддерживается боковыми стержнями.

В форсунке со стержневым излучателем Гартмана, показанной на рис. 9, *а*, жидкость вытекает через кольцевое сопло на поверхность стержня, тогда как обычно она подается через сопло, расположенное снаружи.

На рис. 9, *б* показана схема акустической форсунки типа «Теплопроект». Сжатый воздух выходит через сопло 6, образуемое стержнем 7 и сопловым наконечником 8, и, попадая в камеру резонатора 4, создает пульсирующий скачок уплотнения. Воздух подводится по магистрали 10. Жидкость по трубке 2 и кольцевому

каналу 9 подается через сопловую щель, расположенную концентрично верхней кромке резонатора. При такой конструкции излучателя создаются благоприятные условия для охлаждения соплового наконечника вследствие интенсивного движения воздуха внутри последнего.

Наряду со стержневыми излучателями Гартмана для создания колебаний используют и другие струйные излучатели, а также аэродинамические свистки с клином и вихревые свистки.

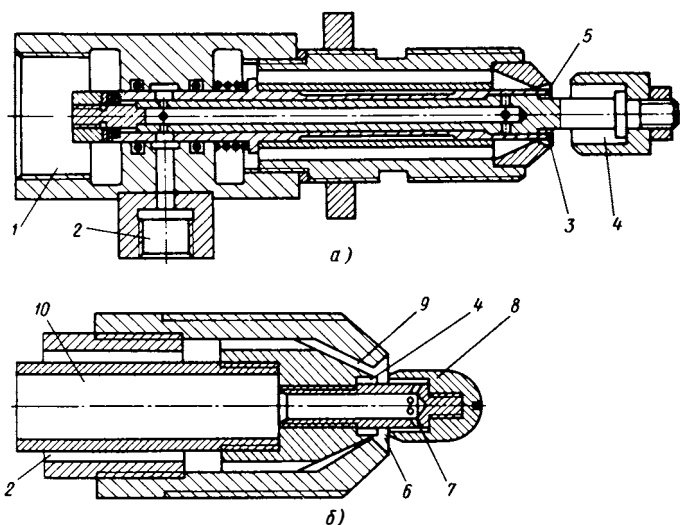


Рис. 9. Схема акустической форсунки:

a — со стержневым излучателем Гартмана; *б* — типа «Теплопроект». 1 — подвод газа; 2 — подвод жидкости; 3 — сопло для жидкости; 4 — резонатор; 5, 6 — сопла для воздуха; 7 — стержень; 8 — сопловой наконечник; 9 — канал для жидкости; 10 — подвод воздуха

В ряде случаев использование форсунок со стержневыми излучателями Гартмана затруднено вследствие значительных габаритов этих форсунок и наличия выступающих частей (стержня резонатора), нарушающих технологический процесс. Разработаны новые схемы акустических форсунок с радиальным подводом газа к резонаторам.

Схема форсунки с газоструйным излучателем, имеющим радиальный подвод газа, показана на рис. 10, *а*. Форсунка имеет два противоположно направленных газовых сопла 5 прямоугольного сечения и два резонатора 4. Газ, попадая в корпус форсунки, поступает в коническую полость, из которой через сопла 5 вытекает в направлении резонаторов 4. Затем газ выходит через отверстия 11, образуя две противоположно направленные струи. Жидкость из корпуса форсунки через два противоположных отверстия вытекает на кольцевую площадку шайбы. Из струек образуется

тонкая пленка над выходными отверстиями 11. Струи дробятся пульсирующим потоком.

Форсунка может иметь одиночный факел распыленной жидкости (рис. 10, б). С целью стабилизации жидкой пленки площадка 12 выполнена в виде чаши (грибка). Стабильность факела распыленной жидкости обеспечивается уступами 13 (высотой 0,2 мм), кромки которых расположены на срезе кольцевого сопла. При вытекании газовой струи из кольцевого сопла за уступом возникает область отрыва, давление в которой меньше давления в окружающем пространстве. Вследствие разности давлений газовая струя прижимается к поверхности торцевой форсунки, и факел распыленной жидкости стабилизируется.

Характерные параметры и критерии подобия процесса распыливания. Для того чтобы количественно охарактеризовать процесс распада струй (пленок) и образование капель жидкости, целесообразно ввести ряд параметров. К числу характерных параметров прежде всего следует отнести толщину δ жидкой пленки, которая образуется в результате протекания жидкости через распыливающее устройство (форсунку), и длину L_c нераспавшейся

части пленки, т. е. расстояние между срезом сопла форсунки (или кромкой распыливающего устройства) и тем местом, где пленка теряет сплошность и разрушается в результате нарастания амплитуд капиллярных волн. С толщиной пленки δ непосредственно связан коэффициент расхода форсунки μ , который определяется по объемному расходу жидкости Q , перепаду давлений на форсунки Δp , площади поперечного сечения отверстия сопла f_c и плотности жидкости ρ_1 :

$$\mu = \frac{Q}{f_c \sqrt{2\Delta p / \rho_1}}.$$

К числу характерных параметров относится и корневой угол α струи распыленной жидкости, т. е. угол при вершине двухфазной

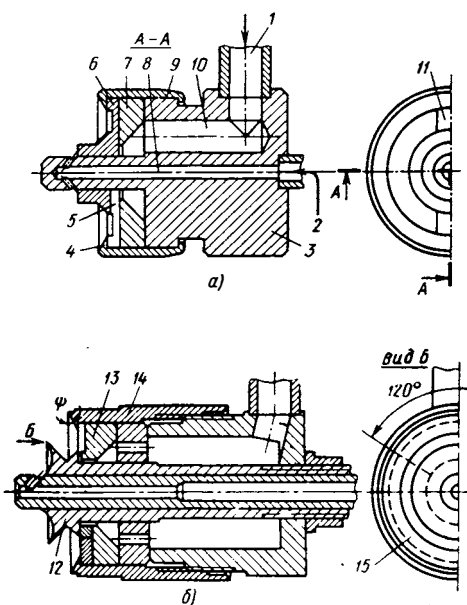


Рис. 10. Схема акустической форсунки:

а — двусторонней; б — с одиночным факелом; 1 — подвод газа; 2 — подвод жидкости; 3 — корпус; 4 — резонатор; 5 — газовое сопло; 6, 7 — шайба; 8 — газовый канал; 9 — обойма; 10 — канал для подвода газа; 11 — выход газа; 12 — грибок; 13 — уступ; 14 — колпачок; 15 — паз

струи (жидкость + газ), которая образуется в результате распада жидкой пленки (струи) и взаимодействия потока капель с окружающей газовой средой. Двухфазную струю будем в дальнейшем условно называть факелом распыленной жидкости. В факеле распыленной жидкости содержатся капли различного размера, поэтому параметр, характеризующий степень распыливания (дисперсность), является важнейшим определяющим параметром процесса распыливания. Средний размер капель d не полностью характеризует мелкость распыливания, но может быть использован для приближенной оценки дисперсности.

Наряду с указанными выше параметрами процесс распыливания определяют величина относительной скорости жидкости V и физические характеристики: коэффициент поверхностного натяжения жидкости σ ; коэффициент абсолютной вязкости жидкости μ_1 ; плотность жидкости ρ_1 ; коэффициент абсолютной вязкости газообразной среды μ_2 и плотность газообразной среды ρ_2 .

Можно предполагать, что на длину нераспавшейся части пленки (струи) L_c или на величину среднего диаметра капли d влияют указанные выше параметры. Воспользовавшись П-теоремой теории размерностей, можно получить безразмерные критерии и записать критериальные уравнения относительно безразмерных длины нераспавшейся части пленки (струи) и среднего диаметра капель:

$$\frac{L_c}{\delta} = F_1 \left(\frac{V^2 \rho_2 \delta}{\sigma}, \frac{\delta \rho_1 \sigma}{\mu_1^2}, \frac{\rho_2}{\rho_1}, \frac{\mu_2}{\mu_1} \right);$$

$$\frac{d}{\delta} = F_2 \left(\frac{V^2 \rho_2 \delta}{\sigma}, \frac{\delta \rho_1 \sigma}{\mu_1^2}, \frac{\rho_2}{\rho_1}, \frac{\mu_2}{\mu_1} \right).$$

Величиной δ будем обозначать также диаметр сопла и толщину пленки. Первый критерий Вебера $W_2 = V^2 \rho_2 \delta / \sigma$ представляет собой отношение скоростного напора газа, обтекающего пленку, к давлению поверхностного натяжения. Он определяет распад пленки под влиянием газодинамических сил. Наряду с критерием W_2 будем использовать в ряде случаев критерий Вебера $W_1 = W_2 \rho_1 / \rho_2$, с помощью которого можно сопоставить скоростной напор жидкости и давление поверхностного натяжения.

Влияние вязкости жидкости обычно учитывают с помощью критерия Рейнольдса $Re = V \rho_1 \delta / \mu_1$. В выражение для определения этого критерия, так же как критерия Вебера W_2 , входит относительная скорость V , поэтому для простоты расчета критерий Re обычно заменяют производным критерием Лапласа $L_p = Re^2 / W_1 = \rho_1 \sigma \delta / \mu_1^2$. Критерий L_p , характеризующий соотношение сил вязкости жидкости и поверхностного натяжения, можно представить как отношение величины δ к некоторой фиктивной длине $\Delta = \mu_1^2 / \rho_1 \sigma$, зависящей только от физических свойств жидкости. Например, для углеводородных топлив величина Δ зависит главным образом от вязкости жидкости μ_1 , так как плотность ρ_1

и коэффициент поверхностного натяжения σ изменяются незначительно. Таким образом, критерий L_r характеризует влияние вязкой жидкости на указанные величины.

Критерий $M = \rho_2/\rho_1$ учитывает инерционные свойства газовой среды и жидкости. Наконец, критерий $N = \mu_2/\mu_1$ представляет собой соотношение сил вязкости газовой среды и жидкости.

Наряду с рассмотренными основными критериями подобия можно использовать и другие. Например, при рассмотрении процесса распыливания жидкостей с помощью вращающихся дисков используют критерии, учитывающие влияние сил Кориолиса.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Паж Д. Г., Прахов А. М., Равикович Б. Б. Форсунки в химической промышленности. М., «Химия», 1971. 199 с.
2. Кулагин Л. В., Охотников С. С. Сжигание тяжелых жидких топлив. М., «Недра», 1967. 286 с.
3. Паж Д. Г., Корягин А. А., Ламм Э. Л. Распыливающие устройства в химической промышленности. М., «Химия», 1975. 199 с.
4. Современные методы сжигания жидкого топлива. Итоги науки и техники. М., изд-во ВИНТИ, 1967. 63 с.

Часть I
*Истечение
жидкости
из форсунок*

*Струйные
форсунки*

*Центробежные
форсунки*

*Регулируемые
центробежные
форсунки*

Струйные форсунки — это такие распыливающие устройства, в которых независимо от их конструкции скорость жидкости в сопле практически параллельна его оси. Сопло струйной форсунки обычно выполняют цилиндрическим.

Струйные форсунки нашли широкое распространение в различных областях техники, и поэтому представляется целесообразным кратко рассмотреть их гидравлические характеристики.

§ 1. КОЭФФИЦИЕНТ РАСХОДА

Коэффициент расхода струйных форсунок $\mu \neq 1$ по двум причинам: во-первых, в связи с потерями энергии в процессе вихреобразования, возникающего при обтекании входных кромок сопла, и при трении жидкости о стенки форсунки; во-вторых, в связи со сжатием (контракцией) струи, вызванным обтеканием входных кромок соплового отверстия; при этом площадь сечения струи оказывается меньше площади отверстия сопла.

Запишем уравнение Бернулли для вытекающей из форсунки струи с учетом потерь энергии

$$p_T = p_a + 0,5\rho_1\omega_a^2(1 + \xi_c),$$

где p_T — полное давление (давление в резервуаре, из которого происходит истечение); p_a — давление среды, в которую истекает жидкость; ρ_1 — плотность жидкости; ω_a — скорость течения в сжатом сечении струи; ξ_c — суммарный коэффициент сопротивления¹.

Отсюда

$$\omega_a = \sqrt{\frac{2\Delta p}{(1 + \xi_c)\rho_1}},$$

где $\Delta p = p_T - p_a$.

¹ Уравнение не учитывает распределение скорости по сечению струи, т. е. течение считается одномерным.

Обозначив коэффициент сжатия струи (коэффициент заполнения сопла), равный отношению площади сжатого сечения струи $f_{ст}$ к площади сопла f_c ,

$$\varphi_c = \frac{f_{ст}}{f_c},$$

найдем объемный расход жидкости через форсунку:

$$Q = f_{ст} w_a = \frac{\varphi_c}{\sqrt{1 + \xi_c}} f_c \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho_1}},$$

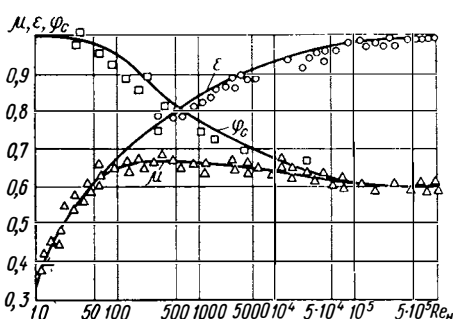


Рис. 11. Зависимость коэффициентов истечения из отверстия в тонкой стенке от числа Рейнольдса

где $\varepsilon = \sqrt{\frac{1}{1 + \xi_c}}$.

Тогда объемный расход жидкости через форсунку

$$Q = \mu f_c \sqrt{\frac{2\Delta p}{\rho_1}},$$

где $\mu = \varphi\varepsilon$.

Коэффициент расхода зависит прежде всего от формы сопла форсунки и режима течения и определяется экспериментально. Рассмотрим экспериментальные данные для сопел наиболее распространенной формы.

Отверстие в тонкой стенке. Часто струйные форсунки изготовляют сверлением отверстий в стенке трубки или коллектора. Если толщина стенки мала, а диаметр трубки велик по сравнению с диаметром отверстия, то гидравлические характеристики такой форсунки близки к хорошо изученным характеристикам истечения жидкости из отверстия в тонкой стенке.

Данные о коэффициентах скорости, сжатия струи и расхода, полученные экспериментально, обобщаются в виде зависимостей от критерия Рейнольдса Re_n [1]. При этом в качестве определяющего значения критерия Рейнольдса выбрано

$$Re_n = \frac{Re}{\mu}; \quad Re = \frac{4Q}{\pi d_c v},$$

где d_c — диаметр отверстия (диаметр сопла форсунки); v — коэффициент кинематической вязкости жидкости.

Как видно из рис. 11, при малых значениях Re_n коэффициент расхода определяется коэффициентом скорости, а при больших — коэффициентом сжатия струи. Полученное обобщение экспериментальных данных справедливо, если критерии Фруда и Вебера превышают определенные значения:

$$Fr_n = \frac{\Delta p}{g\rho_1 d_c} > 10; \quad W_1 = \frac{2\Delta p d_c}{\sigma} > 250 \div 2500.$$

При этом нижнее значение W_1 относится к малым числам Re_{II} ($Re_{II} < 1000$), а верхнее — к большим ($Re_{II} > 5000$).

Цилиндрическое сопло. Если толщина стенки трубки, в которой просверлено отверстие, сравнима с его диаметром, или сопло форсунки имеет форму цилиндрического насадка с острыми входными и выходными кромками, то коэффициент расхода такой форсунки зависит не только от критерия Рейнольдса, но и от относительной длины сопла (l_c/d_c).

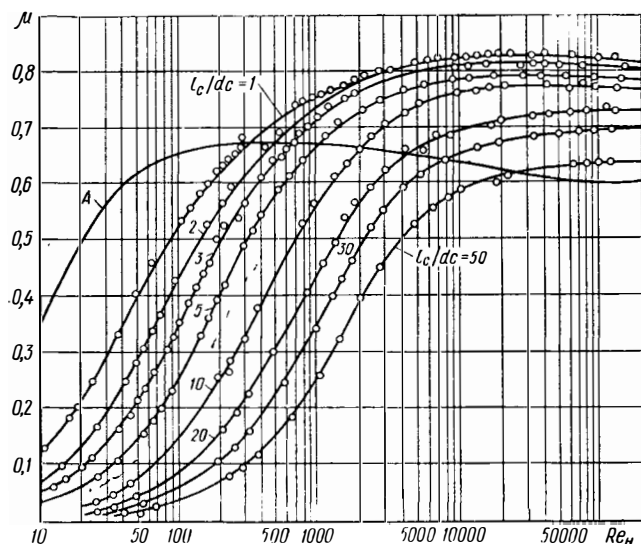


Рис. 12. Зависимость коэффициента расхода цилиндрического сопла μ от числа Re_{II}

При обтекании острой входной кромки поток сначала отрывается от стенки сопла, а затем, расширяясь, занимает все сечение. Таким образом, во входной части сопла образуется вихревая зона с пониженным давлением. Потери энергии в таком сопле возникают при обтекании острой кромки и внезапном расширении потока за вихревой зоной, а также при трении жидкости о стенку сопла. Суммарный коэффициент потерь

$$\xi_c = \xi_{вх} + \lambda_{тр} \frac{l_c}{d_c},$$

где $\xi_{вх}$ — коэффициент потерь во входном участке сопла (при обтекании острой кромки и внезапном расширении); $\lambda_{тр}$ — коэффициент трения.

Тогда коэффициент скорости для цилиндрического сопла

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{1}{1 + \xi_{вх} + \lambda_{тр} l_c/d_c}}.$$

Результаты исследований истечения различных жидкостей из цилиндрических сопел (насадков) приведены на рис. 12 [2—5]. Здесь дана также зависимость для истечения из отверстия в тонкой стенке (кривая А, рис. 12).

С увеличением длины сопла коэффициент расхода уменьшается, так как возрастают потери на трение. При малых значениях критерия Рейнольдса коэффициент расхода для цилиндрического сопла меньше, чем для отверстия

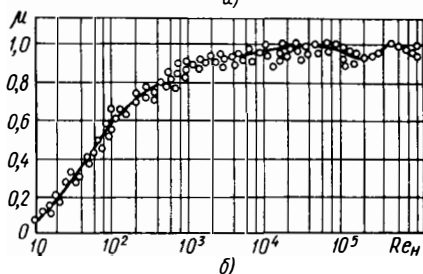
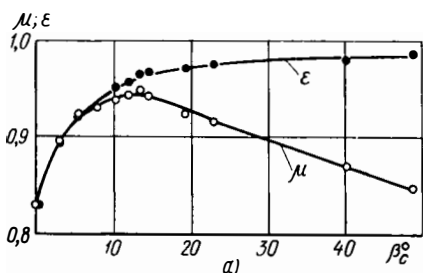


Рис. 13. Зависимость коэффициентов истечения из конического сопла:

а — от угла конусности β_c , б — от числа Re_n

ность сопла. На рис. 13, а приведены экспериментальные зависимости коэффициентов расхода и скорости от угла конусности (относительная длина сопла $l_c/d_c = 2,7$) при большом значении числа Рейнольдса [6].

С увеличением угла конусности коэффициент скорости монотонно возрастает, что объясняется в основном уменьшением потерь энергии на расширение после внутреннего сжатия, а коэффициент расхода сначала увеличивается, но затем, достигнув при $\beta_c = 13 \div 14^\circ$ максимального значения, начинает снижаться, несмотря на возрастание коэффициента скорости, что связано со сжатием струи уже на выходе из сопла. Чем больше β_c , тем ближе конусное сопло по своим характеристикам к отверстию в тонкой стенке.

Зависимость коэффициента расхода от критерия Рейнольдса [7] для конического сопла (насадка) с относительной длиной $l_c/d_c = 6,5$ и углом конусности $\beta_c = 14^\circ$ представлена на рис. 13, б.

В результате образования разрежения в сжатом сечении струи коэффициент расхода для цилиндрического сопла становится больше коэффициента расхода для отверстия.

В интервале $1 \cdot 10^2 \leq Re_n \leq 1,5 \cdot 10^5$ и $2 \leq l_c/d_c \leq 5$ можно использовать следующую эмпирическую формулу для расчета коэффициента расхода [2]—[5]:

$$\mu = \left(1,23 + \frac{58l_c}{Re_n d_c} \right)^{-1}.$$

При больших значениях критерия Рейнольдса коэффициент расхода для данного значения l_c/d_c остается практически постоянным.

Коническое сопло. На величину коэффициента расхода форсунок влияет также конус-

Эта зависимость аналогична наблюдаемой при течении жидкости в цилиндрических соплах, но в конических соплах вследствие меньших потерь энергии достигаются большие значения коэффициента расхода.

Различные формы сопел струйной форсунки приведены на рис. 14 [8]. Коэффициент расхода цилиндрического сопла может быть существенно увеличен, если снять фаску на входе или скруглить входную кромку (рис. 14, б, в), при этом он достигает таких же значений, что и коэффициент расхода конического сопла с углом конусности, близким к оптимальному (рис. 14, з).

Меньшее значение коэффициента расхода, полученное при испытаниях цилиндрического сопла с очень плавным входом,

(рис. 14, д), по сравнению, например, со значением коэффициента расхода для сопла, показанного на рис. 14, в, объясняется, по-видимому, снижением коэффициента расхода в связи с ламинаризацией потока при отсутствии возмущений и, как следствие, повышением коэффициента трения.

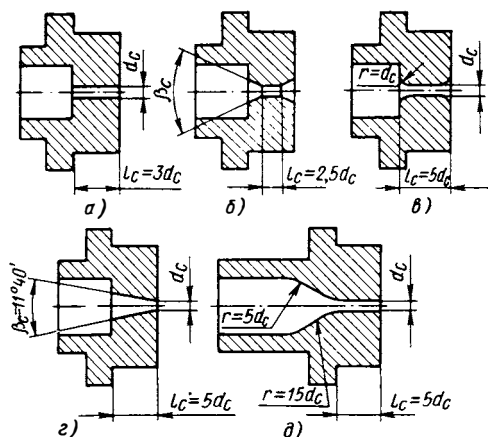


Рис. 14. Различные формы сопел, имеющие коэффициент расхода:

а) $\mu = 0,625$; б) $\mu = 0,87$ при $\beta = 20^\circ$, $\mu = 0,755$ при $\beta = 60^\circ$; в) $\mu = 0,85$; з) $\mu = 0,865$; д) $\mu = 0,79$

§ 2. УГОЛ ФАКЕЛА ЖИДКОСТИ.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАСПЫЛЕННОЙ ЖИДКОСТИ В ФАКЕЛЕ

Расширение факела жидкости, распыленной струйной форсункой, определяется величиной корневого угла факела и распределением жидкости по радиусу факела. Зависимость корневого угла от геометрических размеров сопла, скорости истечения и противодавления исследовалась экспериментально [9—11].

Как показывает обработка результатов опытов, величина корневого угла факела при непрерывном истечении жидкости зависит от критериев Вебера, Лапласа и критерия М, характеризующих процесс распыливания. Так, например, зависимость тангенса половины корневого угла факела от указанных критериев имеет вид [11]

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = CW_1^k Lp^l M^m,$$

где C , k , l , m — постоянные числа, полученные при обработке опытных данных.

В опытах с цилиндрическими соплами диаметром 0,23—1,04 мм в диапазоне изменения критериев $W_1 = (0,0133 \div 2) 10^4$, $Lp = (3 \div 13,5) 10^2$, $M = (0,95 \div 2,8) 10^{-2}$ получены следующие значения констант: $C = 0,0112$; $k = 0,32$; $l = 0,07$; $m = 0,18$. При малых противодавлениях, когда величина $M = (1,4 \div 9) 10^{-3}$, $C = 0,00364$; $k = 0,32$; $l = 0,07$; $m = 0^*$.

Кроме указанных критериев, некоторое влияние на угол факела оказывают форма соплового отверстия и начальные возмущения потока жидкости.

О распределении распыленной жидкости в факеле струйной форсунки можно судить по рис. 15. На рис. 15, а показано радиальное распределение удельных потоков жидкости на различных расстояниях H от сопла струйной форсунки¹. Максимальный удельный поток находится на оси факела, и при удалении от оси он уменьшается.

По мере увеличения расстояния от соплового отверстия, противодавления p_a газа за соплом и роста скорости истечения (перепада давления) из форсунки поля удельных потоков в поперечном сечении факела становятся более равномерными (рис. 15, б, в) [11]. При увеличении диаметра d_c соплового отверстия (при прочих неизменных условиях истечения) возрастают удельные потоки и расширяются границы факела (рис. 15, г).

А. С. Лышевским были предложены критериальные формулы расчета удельных потоков струйных форсунок для основного участка факела распыленной жидкости [11]. При $W_1 = 1330 \div 20\ 300$; $Lp = (0,03 \div 0,135) 10^4$; $M = (9,5 \div 28) 10^{-3}$ (большие противодавления) отношение удельных потоков выражается следующей формулой

$$\frac{q}{q_0} = 347 \left(\frac{d_c}{x} \right)^2 Lp^{-0,2} W_1^{-0,6} M^{-1} \times \\ \times \exp \left[-1390 \left(\frac{r}{x} \right)^2 Lp^{-0,2} W_1^{-0,6} M^{-1} \right],$$

где q_0 — удельный поток жидкости в начальном сечении факела; x — расстояние от рассматриваемого сечения факела до среза сопла; r — радиус.

При $W_1 = 1330 \div 20\ 300$; $Lp = (0,03 \div 0,135) 10^4$; $M = (1,4 \div 9,5) 10^{-3}$ (малые противодавления) это отношение

$$\frac{q}{q_0} = 1380 \left(\frac{d_c}{x} \right)^2 Lp^{-0,2} W_1^{-0,6} M^{-0,2} \times \\ \times \exp \left[-55,5 \cdot 10^3 \left(\frac{r}{x} \right)^2 Lp^{-0,2} W_1^{-0,6} M^{-0,2} \right].$$

* Величину критерия Вебера вычисляют по скорости истечения жидкости (на срезе сопла).

¹ Удельным потоком называется отношение секундного расхода через площадку, перпендикулярную к оси сопла форсунки, к величине этой площадки.

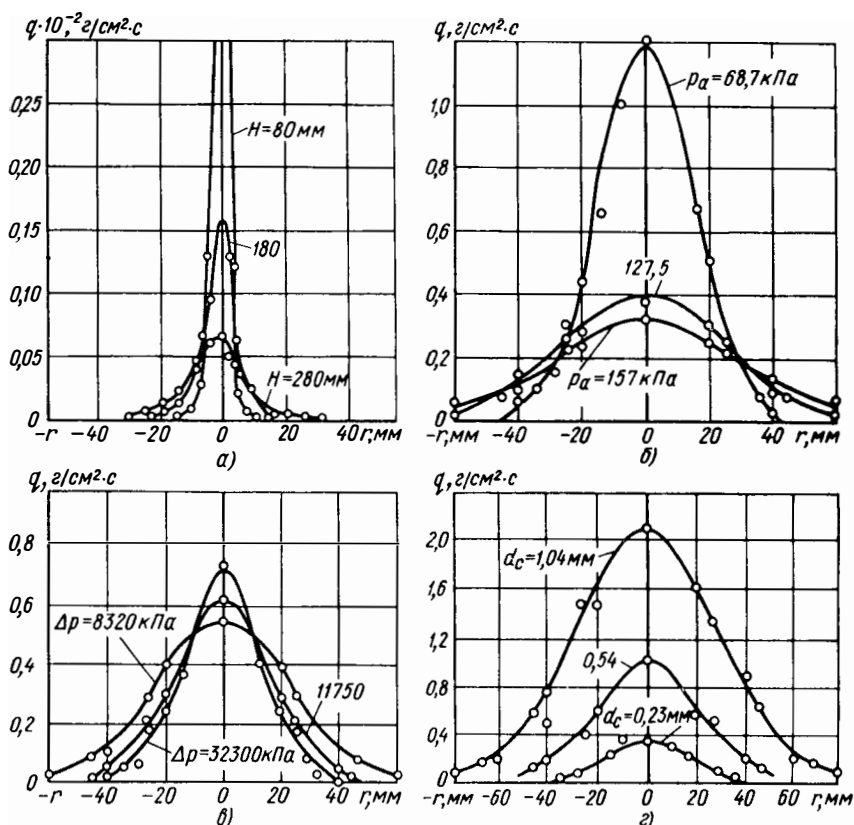


Рис. 15. Поля удельных потоков распыленной жидкости для струйной форсунки при различных значениях:

а — расстояния H от соплового отверстия (керосин, $d_c = 0,75$ мм; $\Delta p = 9500$ кПа);
 б — противодавления p_a воздуха (дизельное топливо; $d_c = 0,38$ мм; $\Delta p = 2,45 \cdot 10^4$ кПа; $H = 350$ мм);
 в — перепада давления Δp (дизельное топливо; $d_c = 0,38$ мм; $H = 35$ мм; $p_a = 980$ кПа);
 г — диаметра соплового отверстия d_c (дизельное топливо; $\Delta p = 2,45 \times 10^4$ кПа; $p_a = 980$ кПа; $H = 350$ мм)

Как и ранее, критерий W_1 вычисляют по скорости истечения жидкости на срезе сопла. Сопоставление результатов расчета по этим формулам с опытными данными [9, 10, 12] показало их удовлетворительное согласование.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Альтшуль А. Д. Гидравлические сопротивления. М., «Недра», 1970. 189 с.
2. Ашихмин В. И., Геллер З. И., Скобельцын Ю. А. Истечение реальной жидкости из внешних цилиндрических насадков. — «Нефтяное хозяйство», 1961, № 9, с. 55—59.
3. Геллер З. И., Скобельцын Ю. А. Истечение реальной жидкости из внешних цилиндрических насадков при малых числах Рейнольдса. — «Нефтяное хозяйство», 1963, № 8, с. 62—65.

4. Геллер З. И., Скобельцын Ю. А. Истечение реальной жидкости из длинных и весьма коротких внешних цилиндрических насадков. «Изв. вузов. Нефть и газ», Баку, 1963, № 8, с. 77—82.
5. Геллер З. И., Скобельцын Ю. А. Сравнение коэффициентов расхода внешних цилиндрических насадков и отверстия в тонкой стенке. — «Нефтяное хозяйство», 1965, № 4, с. 60—62.
6. Агроскин И. И., Дмитриев Г. Т., Пикалов Ф. И. Гидравлика. М.—Л., Госэнергоиздат, 1954. 484 с.
7. Асатурян А. Ш., Свиридов В. П., Болодов Н. Г. Движение реальной жидкости в конических трубах и насадках. — «Нефтяное хозяйство», 1961, № 2, с. 60—64.
8. Гольфельдер О. Процесс распада струи в зависимости от формы сопла и противодавления. — В кн.: Двигатели внутреннего сгорания. Т. I. ОНТИ, М.—Л., 1936. 415 с.
9. Рахманович А. Х., Ивайкин А. М., Жданов А. Н. Исследование развития струи топлива методом высокочастотной кинематографии. — «Дизелестроение», 1937, № 11, с. 28—33.
10. Побряжин П. И. Исследование влияния внутреннего вихреобразования в форсунке на качество распыливания и факел распыленного топлива. Труды МВТУ, М., 1958, № 76, с. 26.
11. Лышевский А. С. Распыливание топлива в судовых дизелях. Л., «Судостроение», 1971. 100 с.
12. Югаз К., Цан Л., Швейцер К. Образование и рассеивание топливных струй. — В кн.: Двигатели внутреннего сгорания. Т. I, ОНТИ, М.—Л., 1936. 415 с.

Основное отличие центробежной форсунки от форсунок других типов состоит в том, что жидкость, протекающая через нее, приобретает момент количества движения относительно оси сопла. Жидкость по тангенциальным каналам, ось которых смещена относительно оси сопла, подается в камеру закручивания форсунки (рис. 16), где приобретает интенсивное вращательное движение и поступает в сопло. При выходе из сопла форсунки частицы разлетаются по прямолинейным траекториям, образуя факел.

Особенности течения в центробежной форсунке, обусловленные действием момента количества движения жидких частиц относительно оси сопла, проявляются прежде всего в том, что коэффициент расхода и корневой угол факела этих форсунок существенно отличаются от коэффициента расхода и угла факела струйных форсунок. При этом особенно важно, что указанные параметры можно регулировать в широком диапазоне в зависимости от соотношения между размерами сопла, камеры закручивания и входных каналов.

§ 3. ТЕОРИЯ ИДЕАЛЬНОЙ ФОРСУНКИ

Рассмотрим простейший случай течения жидкости в идеальной центробежной форсунке. Идеальной будем называть форсунку с плавным (безотрывным) входом потока в цилиндрическое сопло, имеющее достаточную длину; в идеальной форсунке момент количества движения равен произведению скорости в тангенциальном отверстии на плечо закручивания R ; жидкость также идеальная (несжимаемая, лишенная вязкости).

Теория идеальной центробежной форсунки, базирующаяся на принципе максимального расхода, разработана Г. Н. Абрамовичем [1, 2]. Несколько позже к аналогичным результатам пришли Л. С. Клячко [3], Д. Тейлор [4] и К. Баммерт [5].

Для течения идеальной жидкости справедливы законы сохранения момента количества движения и механической энергии. Момент количества движения любой частицы жидкости относительно оси сопла сохраняет постоянное значение, равное начальному моменту на входе в камеру закручивания:

$$ur = V_{\text{вх}} R, \quad (1)$$

где u — тангенциальная составляющая скорости в сопле; r — расстояние от оси сопла до частицы жидкости в сопле; $V_{\text{вх}}$ — скорость во входных (тангенциальных) каналах; R — расстояние от оси сопла до оси входного канала (плечо закручивания).

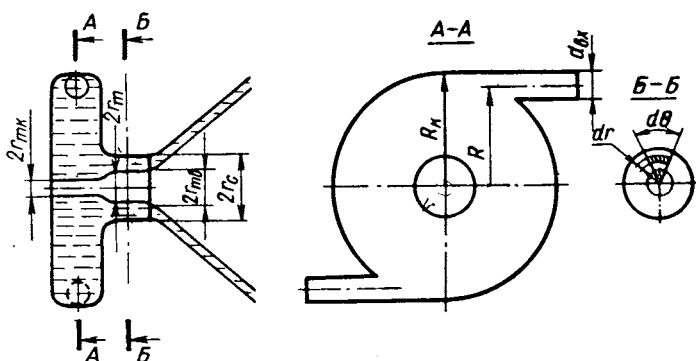


Рис. 16. Схема идеальной центробежной форсунки

Эта формула тем точнее, чем меньше отношение $r_{\text{вх}}/R$ (см. § 5).

Для идеальной несжимаемой жидкости закон сохранения энергии запишется в форме уравнения Бернулли:

$$\bar{p} + \frac{\rho_1}{2} (u^2 + \omega^2) = p_1, \quad (2)$$

где p — статическое давление в потоке; ω — осевая составляющая скорости в сопле.

Действием силы тяжести пренебрегаем, что вполне допустимо для применяемых обычно давлений подачи.

Из уравнений (1) и (2) следует, что вблизи оси сопла форсунки, т. е. при $r \rightarrow 0$, $u \rightarrow +\infty$, а $p \rightarrow -\infty$, что невозможно. В действительности вблизи оси сопла скорость будет возрастать, а давление — уменьшаться, но лишь до тех пор, пока его величина не станет равной давлению той среды, в которую впрыскивается жидкость, или давлению ее насыщенных паров.

Следовательно, в центральной части сопла располагается газовый (воздушный) вихрь, в котором избыточное давление $p_m = 0$. Течение в сопле происходит через кольцевое сечение, вну-

тренний радиус которого равен радиусу газового вихря r_m , а внешний — радиусу сопла r_c . Площадь кольцевого сечения

$$f_k = \pi (r_c^2 - r_m^2) = \varphi_c \pi r_c^2,$$

где $\varphi_c = 1 - \frac{r_m^2}{r_c^2}$.

Найдем распределение давления по сечению сопла. Выделим элемент жидкости на радиусе r , толщиной dr , длиной $dl = r d\theta$ и высотой, равной единице (рис. 16).

Разность сил давления на боковых поверхностях элемента должна уравновешивать центробежную силу

$$dl dp = \frac{u^2}{r} dm.$$

Масса элемента $dm = \rho_1 dl dr$. По закону сохранения момента количества движения $u = u_m r_m / r$.

Подставляя выражения для dm и u , получим

$$dp = \rho_1 u_m^2 r_m^2 \frac{dr}{r^3},$$

откуда, интегрируя, находим $p = -0,5 \rho_1 u_m^2 r_m^2 / r^2 + \text{const}$.

Постоянную интегрирования определим из условия, что на границе воздушного вихря ($r = r_m$) избыточное давление $p_m = 0$. Таким образом, распределение давления в поперечном сечении сопла определяется выражением

$$p = 0,5 \rho_1 (u_m^2 - u^2). \quad (3)$$

Подставляя выражение (3) в уравнение (2), приходим к выводу, что осевая (поступательная) составляющая скорости в сопле остается постоянной по сечению потока:

$$\omega = \sqrt{\frac{2}{\rho_1} p_T - u_m^2} = \text{const}. \quad (4)$$

Тогда выражение для объемного расхода жидкости через сопло можно записать в виде

$$Q = \pi r_c^2 \varphi_c \omega. \quad (5)$$

Преобразуем выражение для ω . Для этого воспользуемся уравнением закона сохранения момента количества движения $u_m = V_{\text{вх}} R / r_m$, выразив $V_{\text{вх}}$ через объемный расход:

$$V_{\text{вх}} = \frac{Q}{n \pi r_{\text{вх}}^2},$$

где n — число входных каналов.

Подставляя u_m в выражение (4), получим

$$\omega = \sqrt{\frac{2}{\rho_1} \rho_T - \frac{R^2 C^2}{n^2 \pi^2 r_{\text{вх}}^4 r_m^2}}.$$

Из уравнения (5)

$$\omega = \frac{Q}{\pi r_c^2 \varphi_c}.$$

Приравнявая оба выражения для ω , находим

$$Q = \frac{\pi r_c^2}{\sqrt{\frac{A^2}{1 - \varphi_c} + \frac{1}{\varphi_c^2}}} \sqrt{2 \frac{\rho_T}{\rho_1}}, \quad (6)$$

где A — геометрическая характеристика форсунки (безразмерная величина),

$$A = \frac{R r_c}{n r_{\text{вх}}^2}, \quad (7)$$

которая играет важную роль в теории центробежной форсунки.

Из формулы (6) следует, что коэффициент расхода центробежной форсунки зависит от геометрической характеристики форсунки и коэффициента заполнения сопла:

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{A^2}{1 - \varphi_c} + \frac{1}{\varphi_c^2}}}. \quad (8)$$

С увеличением коэффициента φ_c величина μ изменяется не монотонно, а имеет максимальное значение. При малых значениях коэффициента заполнения сопла φ_c мала площадь живого сечения потока. При больших значениях φ_c (малых радиусах вихря) энергия расходуется на создание больших тангенциальных скоростей в точках, близких к оси сопла, что уменьшает величину осевой составляющей скорости.

В сопле центробежной форсунки устанавливается воздушный вихрь такого радиуса, при котором коэффициент расхода при данном напоре принимает максимальное значение, и именно эти размеры вихря отвечают устойчивому режиму течения [1, 2]. Это предположение получило название принципа максимального расхода.

Найдем коэффициент заполнения сопла, соответствующий максимальному коэффициенту расхода. Дифференцируя выражение (8) по φ_c и полагая $d\mu/d\varphi_c = 0$, получим следующее соотношение между коэффициентом заполнения и геометрической характеристикой форсунки:

$$A = \frac{(1 - \varphi_c) \sqrt{2}}{\varphi_c \sqrt{\varphi_c}}. \quad (9)$$

Подставляя полученное выражение в формулу (8), найдем коэффициент расхода центробежной форсунки:

$$\mu = \sqrt{\frac{\varphi_c^3}{2 - \varphi_c}}. \quad (10)$$

С помощью уравнений (9) и (10) легко построить зависимость коэффициента расхода от геометрической характеристики форсунки (рис. 17). При увеличении геометрической характеристики форсунки A от 0 до ∞ коэффициент расхода μ уменьшается от 1 до 0*.

Для круглых тангенциальных каналов геометрическую характеристику можно определить по формуле (7). В случае, когда сечения входных каналов некруглые, а их направление не перпендикулярно оси сопла, то выражение для геометрической характеристики принимает вид

$$A = \frac{Rr_{с\pi}}{nf_{вх}} \sin \beta_k,$$

где $f_{вх}$ — площадь поперечного сечения входного канала; β_k — угол между направлением входного канала и осью сопла.

Секундный массовый расход жидкости через форсунку с коэффициентом расхода μ находим по формуле

$$G = \pi r_c^2 \mu \sqrt{2\rho_1 p_T}.$$

Прежде чем перейти к определению корневого угла факела, отметим следующее обстоятельство. На срезе сопла форсунки давление жидкости должно быть постоянно по всему сечению потока и равно давлению окружающей среды (поправка на давление поверхностного натяжения пренебрежимо мала). Следовательно, в цилиндрическом сопле форсунки происходит преобразование избыточного давления в скоростной напор. В результате увеличивается осевая составляющая скорости, и ее распределение по сечению жидкого кольца становится неравномерным (у стенки сопла она становится больше, чем на границе воздушного вихря).

Радиус воздушного вихря на срезе сопла больше, чем в глубине камеры закручивания. Действительно, при течении несжимаемой жидкости в цилиндрическом сопле осевая составляющая скорости может увеличиваться только при уменьшении живого сечения потока, т. е. при увеличении радиуса воздушного вихря.

* В идеальной форсунке вход в сопло должен быть таким плавным, что при течении невязкой жидкости без закрутки $\mu = 1$ при $A = 0$.

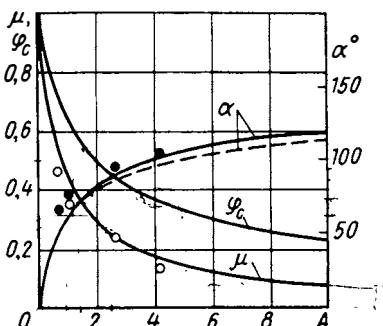


Рис. 17. Зависимость коэффициентов расхода μ и заполнения сопла φ_c и угла факела α от геометрической характеристики форсунки A

На величине коэффициента расхода преобразование потенциальной энергии давления в кинетическую, естественно, не сказывается (соблюдается уравнение неразрывности). Так как на срезе сопла форсунки избыточное давление равно нулю по всему сечению, то из уравнения (2) имеем¹

$$u^2 + \omega^2 = 2p_T/\rho_1. \quad (11)$$

По закону сохранения момента количества движения $u = RV_{вх}/r$. Выразив $V_{вх}$ через объемный расход, получим

$$u = A \frac{rc\mu}{r} \sqrt{\frac{2}{\rho_1} p_T}. \quad (12)$$

Подставив u в уравнение (11), найдем искомое распределение осевой составляющей скорости на срезе сопла:

$$\omega = \sqrt{\left(1 - \frac{\mu^2 A^2 r_c^2}{r^2}\right) \frac{2}{\rho_1} p_T}. \quad (13)$$

Отсюда видно, что величина ω увеличивается с ростом расстояния от оси сопла. Наименьшее значение скорости ω имеет место на границе воздушного вихря, наибольшее — у стенки сопла. Радиус воздушного вихря на выходе из сопла r_{mv} определим, выразив объемный расход в виде интеграла от элементарных расходов (на срезе сопла):

$$Q = \int_{r_{mv}}^{r_c} \omega 2\pi r dr = \pi r_c^2 \mu \sqrt{\frac{2}{\rho_1} p_T}.$$

Подставив значение ω из уравнения (13) и выполнив интегрирование, получим трансцендентное уравнение для определения r_{mv} :

$$\mu = \sqrt{1 - \mu^2 A^2} - s_b \sqrt{s_b^2 - \mu^2 A^2} - \mu^2 A^2 \ln \frac{1 + \sqrt{1 - \mu^2 A^2}}{s_b + \sqrt{s_b^2 - \mu^2 A^2}}, \quad (14)$$

где $(s_b) = r_{mv}/r_c$ — безразмерный радиус вихря на срезе сопла.

Связь между μ и A можно определить из формул (9) и (10). Решая уравнение (14), находим зависимость безразмерного радиуса воздушного вихря на срезе сопла от геометрической характеристики форсунки (рис. 18). Как и следовало ожидать, кривая $s_b = r_{mv}/r_c$ проходит выше кривой $s = r_m/r_c$, так как радиус воздушного вихря в начале сопла меньше, чем на выходе. Еще меньше радиус воздушного вихря на задней стенке камеры закручивания ($s_k = r_{mk}/r_c$).

Уменьшение диаметра воздушного вихря на задней стенке камеры закручивания связано с тем, что осевая составляющая скорости течения (нормальная к стенке) на стенке обращается в нуль.

¹ Радиальной составляющей скорости пренебрегаем.

Но так как на поверхности воздушного вихря давление постоянно, то из уравнения сохранения энергии следует, что чем меньше осевая составляющая скорости, тем больше окружная и, следовательно, меньше радиус воздушного вихря.

Угол факела определяется отношением тангенциальной и осевой составляющих скорости. Это отношение изменяется по сечению сопла. Струйки, прилегающие к воздушному вихрю, вытекают под большим углом, а прилегающие к стенке сопла — под меньшим. Поэтому угол факела центробежной форсунки следует характеризовать некоторым средним значением отношения u/ω : $\operatorname{tg} \alpha/2 = \bar{u}/\bar{\omega}$.

Примем в качестве средних значений \bar{u} и $\bar{\omega}$ значения этих величин, рассчитанные для $\bar{r} = 0,5 (r_c + r_{mb}) = 0,5r_c (1 + s_B)$.

Из выражений (12) и (13) найдем средние значения:

$$\bar{u} = -\frac{2\mu A}{1 + s_B} \sqrt{\frac{2}{\rho_1} p_T}; \quad \xi_1 \quad \frac{\xi_{\text{max}}}{r_c}$$

$$\bar{\omega} = \sqrt{\left(1 - \frac{4\mu^2 A^2}{(1 + s_B)^2}\right) \frac{2}{\rho_1} p_T}.$$

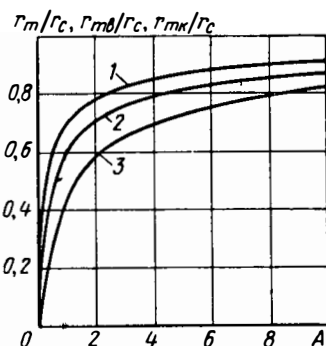


Рис. 18. Зависимость безразмерного радиуса воздушного вихря от геометрической характеристики форсунки:

1 — r_{mb}/r_c ; 2 — r_m/r_c ; 3 — r_{mk}/r_c

Тогда тангенс половины угла факела

$$\operatorname{tg} \alpha/2 = \frac{2\mu A}{\sqrt{(1 + s_B)^2 - 4\mu^2 A^2}}. \quad (15)$$

На рис. 17 показана зависимость угла факела от геометрической характеристики форсунки. Если $A = 0$ (закругивания потока нет), то и $\alpha = 0$. Угол факела возрастает по мере увеличения геометрической характеристики, $\alpha \rightarrow 180^\circ$ при $A \rightarrow \infty$, тогда как уже отмечалось, значения μ уменьшаются от 1 до 0.

Л. В. Кулагиным [6] получена уточненная формула для определения угла факела, учитывающая взаимодействие элементарных кольцевых струй жидкости, вытекающих из сопла под различными углами (осреднение по импульсу струй). На рис. 17 зависимость угла факела от геометрической характеристики форсунки, полученная по этой формуле, дана штриховой линией. Как видим, различие между значениями угла факела, полученными по формуле (15) и уточненной формуле, не превышает 4—5%.

Гидравлические параметры идеальной центробежной форсунки (коэффициент расхода и угол факела) однозначно определяются геометрической характеристикой. Следовательно, геометрическая характеристика является критерием гидравлического подобия центробежных форсунок при течении невязкой жидкости.

Для проверки основных положений теории центробежной форсунки были проведены опыты с увеличенной моделью ($R = 15,9$ мм; $d_c = 10,8$ и $16,8$ мм; $n = 1$; $d_{вх} = 11,4$ и 23 мм), имевшей прозрачную заднюю стенку, что позволило наблюдать течение жидкости в камере закручивания и сопле [1]. При этом обнаружилось, что, действительно, на оси форсунки располагается воздушный вихрь, и течение жидкости в сопле происходит через кольцевое сечение между стенкой сопла и воздушным вихрем.

Испытания увеличенной модели форсунки показали, что при больших значениях критерия Рейнольдса теоретические зависимости коэффициента расхода и угла факела от геометрической характеристики форсунки удовлетворительно согласуются с экспериментальными (см. рис. 17). Однако из последующих многочисленных опытных данных обнаружилось, что в ряде случаев расчет для идеальной форсунки дает значения μ и α , резко отличающиеся от экспериментальных. Прежде чем переходить к анализу причин этих отклонений, рассмотрим физическую сущность принципа максимального расхода.

§ 4. ПРИНЦИП МАКСИМАЛЬНОГО РАСХОДА

Течение в центробежной форсунке, сопровождающееся образованием свободной поверхности (газового вихря) с постоянным давлением, аналогично широко распространенным в природе и технике течениям капельных жидкостей в открытых каналах (в реках, лотках, водосливах и т. д.). Но в отличие от каналов, в которых свободная поверхность образуется под действием силы тяжести, в сопле центробежной форсунки она образуется под действием центробежной силы.

Жидкость движется в цилиндрическом сопле форсунки постоянного радиуса так же, как по водосливу с широким порогом, высота слоя тяжелой жидкости над которым, как известно, определяется из условия максимального расхода (постулат Беланже) или эквивалентного условия минимума энергии сечения (постулат Бахметева) и равна критической, а скорость течения равна скорости распространения длинных волн на поверхности жидкости.

Подобное положение справедливо и для центробежной форсунки: скорость поступательного движения жидкости в сопле при установившемся режиме должна быть равна скорости волн, распространяющихся по свободной поверхности жидкости в поле действия центробежных сил. При этом расход через форсунку при данном напоре имеет максимальное значение. В применении к центробежным форсункам такое толкование принципа максимального расхода впервые было предложено И. И. Новиковым и затем развито Г. Н. Абрамовичем и В. И. Скобелкиным.

Аналогичный подход к обоснованию принципа максимального расхода содержится в работах других авторов [7, 8].

Покажем, что при максимальном расходе поступательная скорость течения жидкости в сопле форсунки равна скорости распространения волн на поверхности воздушного вихря. Прежде всего найдем выражение для определения скорости распространения волн на свободной поверхности жидкости в поле действия центробежной силы.

Рассмотрим схему течения жидкости в цилиндрическом сопле постоянного радиуса (рис. 19). Введем цилиндрическую систему координат; направим ось x по оси сопла; радиус невозмущенной поверхности воздушного вихря обозначим через r_m , а радиальное отклонение профиля свободной поверхности волны от равновесного положения через ζ_0 . Очевидно, что ζ_0 является функцией координаты x и времени t . Течение в сопле осесимметрично, и поэтому уравнения движения Эйлера в цилиндрических координатах примут вид

$$\frac{dv}{dt} = \frac{u^2}{r} - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial r}; \quad (16)$$

$$\frac{dw}{dt} = - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (17)$$

где v — радиальная составляющая скорости.

Принимаем, что массовые силы, кроме центробежной, на жидкость не действуют¹. Центробежное ускорение u^2/r направлено по радиусу от оси сопла. Сделаем следующие допущения о характере волнового процесса, принимаемые обычно в теории длинных волн [9].

1. Радиальная скорость частиц изменяется столь медленно, что ускорением частиц можно пренебречь, т. е. $dv/dt = 0$.

2. Амплитуда колебаний частиц жидкости мала по сравнению с радиусом воздушного вихря и толщиной слоя жидкости в сопле форсунки.

Тогда уравнение (16) примет вид

$$\frac{u^2}{r} - \frac{1}{\rho_1} \frac{\partial p}{\partial r} = 0. \quad (18)$$

Тангенциальная составляющая скорости определяется из закона сохранения момента количества движения ($u = V_{\text{вх}} R/r$). Интегрируя уравнение (18), находим зависимость давления от радиуса:

$$p = - \frac{\rho_1}{2} \frac{V_{\text{вх}}^2 R^2}{r^2} + f(x, t),$$

где $f(x, t)$ — произвольная функция от x и t .

¹ Силой тяжести можно пренебречь. Расчет показывает, что ускорение силы тяжести даже при давлении $p_T = 1 \text{ кгс/см}^2$ составляет всего сотые доли от центробежного ускорения в сопле форсунки.

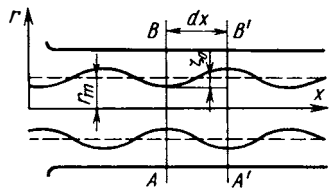


Рис. 19. К определению скорости распространения волн в сопле форсунки

На свободной границе при $r = r_m + \zeta_0$ давление постоянно и равно атмосферному ($p = p_0$):

$$p_0 = -\frac{\rho_1}{2} \frac{V_{\text{вх}}^2 R^2}{(r_m + \zeta_0)^2} + f(x, t).$$

Разность давлений

$$p - p_0 = \frac{\rho_1}{2} V_{\text{вх}}^2 R^2 \left[\frac{1}{(r_m + \zeta_0)^2} - \frac{1}{r^2} \right] \quad (19)$$

и

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\rho_1 \frac{V_{\text{вх}}^2 R^2}{(r_m + \zeta_0)^3} \frac{\partial \zeta_0}{\partial x}. \quad (20)$$

Из выражения (19) следует, что распределение давления по радиусу остается таким же, как при отсутствии волнового движения. Этого и следовало ожидать, так как в обоих случаях предполагалось, что радиальное ускорение отсутствует.

Перейдем к анализу уравнения (17). Прежде всего из него вытекает, что ускорение в осевом направлении $\partial w / \partial t$ не зависит от радиуса. Следовательно, равномерность распределения осевой составляющей скорости по сечению жидкого кольца, существующая, как в случае невозмущенного течения в сопле, сохранится и при наличии колебаний. Таким образом, w есть функция только x и t , поэтому

$$\frac{dw}{dt} = \frac{\partial w}{\partial t} + w \frac{\partial w}{\partial x}.$$

Но последним членом можно пренебречь [9]; тогда $dw/dt = \partial w / \partial t$. Уравнение (17) после подстановки $\partial p / \partial x$ из уравнения (20) примет вид

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{V_{\text{вх}}^2 R^2}{(r_m + \zeta_0)^3} \frac{\partial \zeta_0}{\partial x}.$$

Пренебрегая согласно второму допущению величиной ζ_0 , малой по сравнению с r_m , получим окончательно

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{V_{\text{вх}}^2 R^2}{r_m^2} \frac{\partial \zeta_0}{\partial x}. \quad (21)$$

Обратимся к выводу уравнения неразрывности. Рассмотрим объем жидкости, заключенный между двумя плоскостями AB и $A'B'$, перпендикулярными к оси сопла и расположенными на расстоянии dx одна от другой (рис. 19). Через плоскость AB за время dt пройдет объем жидкости $\{\omega \pi [r_c^2 - (r_m + \zeta_0)^2]\}_x dt$, а через плоскость $A'B'$ за тот же промежуток времени пройдет объем $\{\omega \pi [r_c^2 - (r_m + \zeta_0)^2]\}_{x+dx} dt$.

Объем жидкости, заключенный между указанными плоскостями, за время dt изменится, следовательно, на величину

$$\frac{\partial \{w\pi [r_c^2 - (r_m + \xi_0)^2]\}}{\partial x} dx dt. \quad (22)$$

Для несжимаемой жидкости это изменение объема может произойти только вследствие повышения или понижения уровня жидкости между плоскостями AB и $A'B'$. За время dt уровень изменяется на величину $\frac{\partial \xi_0}{\partial t} dt$, а объем жидкости между плоскостями AB и $A'B'$ получает приращение

$$2\pi r_m \frac{\partial \xi_0}{\partial t} dx dt. \quad (23)$$

Приравнявая выражения (22) и (23), находим

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi_0}{\partial t} &= \frac{1}{2r_m} \frac{\partial \{w [r_c^2 - (r_m + \xi_0)^2]\}}{\partial x} = \\ &= \frac{r_c^2 - (r_m + \xi_0)^2}{2r_m} \frac{\partial w}{\partial x} - w \frac{r_m + \xi_0}{r_m} \frac{\partial \xi_0}{\partial x}. \end{aligned}$$

Последний член правой части можно отбросить как величину второго порядка малости [9]. Тогда, пренебрегая величиной ξ_0 , малой по сравнению с r_m , получаем уравнение неразрывности для рассматриваемого случая:

$$\frac{\partial \xi_0}{\partial t} = \frac{r_c^2 - r_m^2}{2r_m} \frac{\partial w}{\partial x}. \quad (24)$$

Исключив из уравнений (21) и (24) величину w , получим волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 \xi_0}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \xi_0}{\partial x^2}, \quad (25)$$

где

$$c = \frac{V_{\text{ВХ}} R}{r_m^2} \sqrt{\frac{r_c^2 - r_m^2}{2}} \quad (26)$$

искомая скорость распространения волн вдоль поверхности жидкости в поле действия центробежной силы¹.

Теперь покажем, что скорость поступательного движения жидкости в сопле форсунки при максимальном расходе совпадает со скоростью распространения волн. Действительно, выражая

¹ Как свидетельствуют измерения [10], формула (26) хорошо подтверждается экспериментально.

объемный расход через скорость во входных каналах ($\dot{Q} = \pi n r_{\text{вх}}^2 V_{\text{вх}}$), получаем из уравнения (5)

$$\omega = \frac{n r_{\text{вх}}^2 V_{\text{вх}}}{r_c^2 v_c} = \frac{R V_{\text{вх}}}{A_{\text{фс}} r_c}.$$

Но при максимальном расходе коэффициент заполнения связан с геометрической характеристикой соотношением (9). Подставив это выражение в предыдущую формулу, получим

$$\omega = \frac{V_{\text{вх}} R}{r_m^2} \sqrt{\frac{r_c^2 - r_m^2}{2}}. \quad (27)$$

Выражения (26) и (27) тождественны. Отсюда следует, что при равенстве скоростей поступательного движения жидкости и распространения волн расход принимает максимальное значение. Таким образом, принцип максимального расхода через центробежную форсунку есть следствие равенства скоростей жидкости в сопле и распространения волн на свободной поверхности воздушного вихря в поле действия центробежной силы. При выполнении этого равенства движение жидкости в форсунке будет устойчивым.

Как показал А. М. Керенский, принципу максимального расхода эквивалентно условие минимума удельной энергии сечения при течении жидкости в сопле центробежной форсунки. Выражение для удельной энергии сечения имеет вид

$$T = 0,5 \rho_1 (u_m^2 - u_c^2 + \omega^2),$$

где u_m и u_c — значения вращательной составляющей скорости соответственно при $r = r_m$ и $r = r_c$.

Таким образом, течение жидкости в сопле центробежной форсунки аналогично течению по водосливу с широким порогом [11].

Наряду с рассмотренной выше теорией известны и другие [12—17], в которых система уравнений, описывающих течение в форсунке, замыкается путем введения тех или иных предположений, отличных от принципа максимального расхода или эквивалентного ему принципа минимальной удельной энергии сечения. Критический анализ этих теорий содержится в работах [18, 19].

§ 5. ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКТИВНЫХ ФАКТОРОВ И ВЯЗКОСТИ ЖИДКОСТИ НА ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОРСУНКИ

Течение реальной жидкости в центробежных форсунках, применяемых на практике, значительно отличается от рассмотренного выше течения в идеальной форсунке.

Потери энергии во входных каналах, камере закручивания и сопле, трение жидкости о стенки, особенности течения жидкости

на входе в камеру закручивания и в сопле оказывают существенное влияние на основные гидравлические характеристики форсунки — коэффициент расхода и корневой угол факела.

Рассмотрим течение реальной жидкости в центробежной форсунке, конструктивная схема которой близка к наиболее часто применяемой в энергетике (рис. 20). Для форсунки характерны следующие сечения: 1—1 выходное тангенциальное канала; 2—2 — торцевой стенки камеры закручивания; 3—3 — границы между цилиндрической и конической частью камеры закручивания; 4—4 — входное сопла; 5—5 — критическое сопла; 6—6 — среза сопла форсунки.

Угол конусной части сопла обычно выбирают в диапазоне $90^\circ \leq \psi \leq 120^\circ$. Как правило, угол между осью входных каналов и касательной к наружной поверхности камеры закручивания $\chi = 50 \div 70^\circ$. Шероховатость поверхностей входных каналов, камеры закручивания и сопла назначается обычно в пределах $R = 20 \div 2,5$.

Отступления от показанной на рис. 20 конструктивной схемы центробежной форсунки могут оказать некоторое влияние на ее гидравлические характеристики.

Условия течения на входе в камеру закручивания

Рассмотрим особенности течения реальной жидкости во входных тангенциальных каналах центробежной форсунки [20]. Потери энергии связаны в основном с обтеканием острых входных кромок, тогда как потери на трение о стенки канала для обычно применяемых относительно коротких каналов ($l_{вх}/d_{вх} = 1,5 \div 4$) пренебрежимо малы. Перепад давления во входных каналах

$$\Delta p_{вх} = \xi_{вх} \frac{\rho_1 V_{вх}^2}{2}.$$

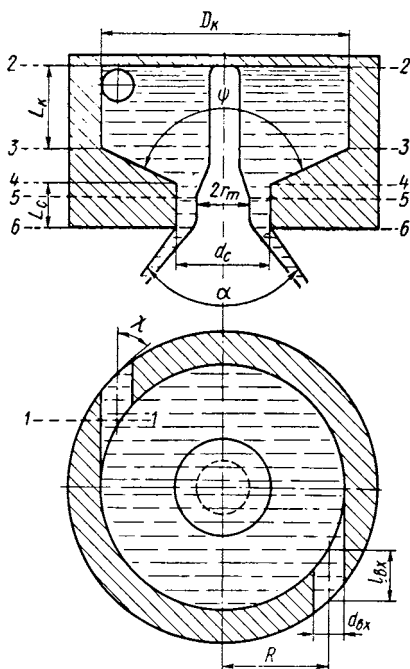


Рис. 20. Схема центробежной форсунки

В настоящем разделе потери энергии и изменение момента количества движения в камере закручивания и сопле форсунки не учитываются. Тогда вместо уравнения (2) имеем

$$p + \frac{\rho_1}{2}(u^2 + \omega^2 + \xi_{\text{вх}} V_{\text{вх}}^2) = p_T.$$

Повторив вывод, приведенный в начале настоящей главы, получим после несложных преобразований следующее выражение для определения коэффициента расхода центробежной форсунки при учете гидравлических потерь во входных каналах:

$$\mu_{\xi_{\text{вх}}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\varphi_c^2} + \frac{A^2}{1 - \varphi_c} + \Delta_{\text{вх}}}}, \quad (28)$$

где

$$\Delta_{\text{вх}} = \xi_{\text{вх}} \frac{A^2}{C_c^2}; \quad C_c = \frac{R}{r_c}. \quad (29)$$

Величина C_c характеризует степень раскрытия сопла форсунки: чем меньше C_c , тем больше раскрыта форсунка. Минимальное значение $C_{c \text{ min}} = 0,5$ соответствует полностью раскрытой форсунке, у которой диаметр сопла равен диаметру камеры закручивания и, кроме того, диаметр входного канала равен радиусу камеры закручивания ($R = 0,5R_k = 0,5r_c$).

Следует подчеркнуть, что гидравлические потери во входных каналах, а также в камере закручивания и сопле форсунки по существу влияют не на коэффициент расхода, а на величину перепада давления, при котором происходит истечение жидкости из сопла. Соотношение между осевой и вращательной составляющими скорости, определяющее радиус газового вихря и угол факела распыливания, такое же, как в расчете, не учитывающем потери энергии. Не изменяется также зависимость коэффициента заполнения сопла и угла факела от геометрической характеристики форсунки, поэтому введение гидравлических потерь в формулу для коэффициента расхода носит в известной степени формальный характер и диктуется прежде всего удобством и простотой выполнения расчета гидравлических характеристик форсунки.

Найдем теперь из уравнений (8) и (28) отношение

$$\mu_{\xi_{\text{вх}}} / \mu_{\text{ид}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \xi_{\text{вх}} \frac{(\mu_{\text{ид}} A)^2}{C_c^2}}}, \quad (30)$$

где $\mu_{\text{ид}}$ — коэффициент расхода для идеальной форсунки.

Как видим, при данном значении геометрической характеристики это отношение убывает с уменьшением C_c , т. е. по мере раскрытия сопла форсунки¹.

¹ Возможность объяснения этого уменьшения гидравлическими потерями во входных каналах впервые указана В. В. Талаквдзе [14].

При больших значениях C_c (закрытые форсунки) гидравлические потери во входных каналах уже не оказывают существенного влияния на коэффициент расхода центробежной форсунки. Дело в том, что с ростом C_c уменьшается скоростной напор во входных каналах и, несмотря на увеличение коэффициента сопротивления в связи с падением числа Рейнольдса, потери давления снижаются.

Значительно слабее (при данном значении C_c) величина $\mu_{\xi_{вх}}/\mu_{ид}$ зависит от геометрической характеристики форсунки A , так как с ростом A убывает коэффициент расхода $\mu_{ид}$.

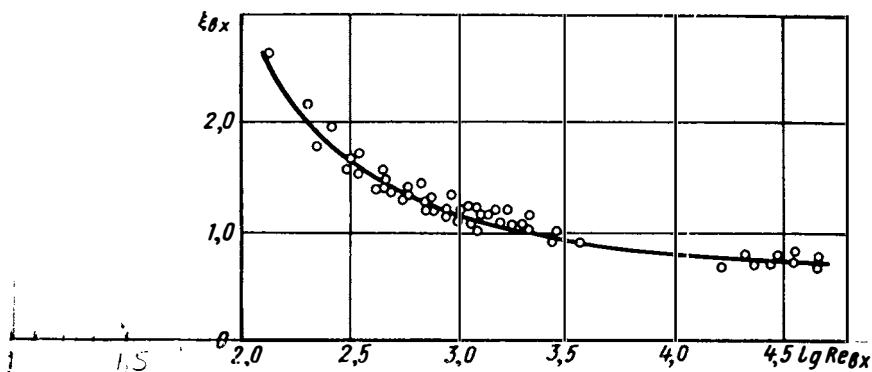


Рис. 21. Зависимость коэффициента сопротивления входных каналов $\xi_{вх}$ от числа Рейнольдса $Re_{вх}$

Входные кромки тангенциальных каналов выполняют острыми (с технологическим радиусом $r \approx 0,1$ мм), угол χ обычно изменяется в пределах $50-70^\circ$, а относительная длина канала равна $1,5-4$. Для таких отверстий коэффициент сопротивления определяли в экспериментах с водой и водоглицериновыми смесями [20]. Полученная экспериментальная зависимость $\xi_{вх} = f(Re'_{вх})$, где $Re'_{вх} = V_{вх} d_{вх} / \nu$, приведена на рис. 21.

Справедливость высказанных выше положений подтверждают результаты испытаний форсунок с различными значениями A и C_c . Форсунки различались формой входных кромок тангенциальных отверстий (острые кромки или кромки скругленные с радиусом $r = d_{вх}/4$). Результаты этих опытов приведены в табл. 1.

Таблица 1

Коэффици- енты	Форма кромки входного отверстия	$\mu_{экс}$	Коэффици- енты	Форма кромки входного отверстия	$\mu_{экс}$
$A = 9,80;$ $C_c = 0,785$	Острая Скругленная	0,0518 0,0670	$A = 8,48;$ $C_c = 4,42$	Острая Скругленная	0,141 0,141

Как видим, для сильно раскрытой форсунки ($C_c = 0,785$) форма входных кромок тангенциальных каналов и, следовательно, их гидравлическое сопротивление оказывают существенное влияние на величину коэффициента расхода форсунки, тогда как при большом значении C_c это влияние пренебрежимо мало.

В некоторых случаях для сильно раскрытых форсунок с большим значением A ($A > 5$) при больших перепадах давления и низком противодавлении наблюдается возрастание коэффициента сопротивления входных каналов вследствие возникновения кавитации в них [20]. Дело в том, что при большой скорости течения во входных каналах (раскрытые форсунки, большие перепады давления) и низком противодавлении статическое давление в этих каналах может стать меньше давления насыщенных паров жидкости, и, следовательно, создаются условия, способствующие возникновению кавитационного режима течения жидкости в форсунке.

О возникновении такого режима можно судить по снижению коэффициента расхода при возрастании давления на входе или по росту этого коэффициента при увеличении противодавления. Так как кавитационный режим течения жидкости в форсунке совершенно недопустим в связи с быстрой эрозией стенок входных каналов, следует принимать меры, препятствующие его возникновению (прежде всего уменьшением степени раскрытия форсунки).

Для того чтобы поток жидкости во входных каналах принял направление, совпадающее с осью канала, требуется определенная длина канала. Если длина канала недостаточна, то поток не успевает принять заданного направления и отклоняется к оси камеры закручивания. При этом начальный момент количества движения жидкости на входе в камеру закручивания форсунки оказывается меньше ожидаемого. В результате коэффициент расхода увеличивается, а корневой угол факела уменьшается. Естественно, что входной канал характеризует не абсолютная его длина, а отношение его длины к диаметру или к ширине в случае прямоугольных каналов.

На рис. 22 показана зависимость относительного коэффициента расхода и корневого угла факела от длины входных (тангенциальных) каналов. Если длина канала больше двух калибров, то гидравлические параметры форсунки остаются неизменными, а если меньше, то наблюдается возрастание коэффициента расхода и уменьшение корневого угла факела. Следовательно, для того чтобы поток принял тангенциальное направление, длина входных каналов должна быть не меньше полутора-двух калибров. В противном случае поток будет отклоняться к оси камеры закручивания, и сообщаемый жидкости момент количества движения будет меньше ожидаемого (форсунка утрачивает свойства центробежной).

Для идеальной центробежной форсунки момент количества движения жидкости при входе в камеру закручивания определяется по формуле (1). В реальной форсунке, как показали эксперименты,

на начальном участке камеры закручивания струя жидкости, вытекающая из тангенциального канала, деформируется. Приведенная на рис. 23 схема поясняет характер наблюдаемой деформации потока, причины которой состоят в следующем. Вытекающая из тангенциального отверстия струя жидкости, наталкиваясь на внутреннюю стенку камеры закручивания, начинает изгибаться и расплываться так, что среднее расстояние струи от оси камеры закручивания увеличивается.

К аналогичному эффекту приводит и взаимодействие у кромки входного канала (точка K) двух потоков — поступающего из тан-

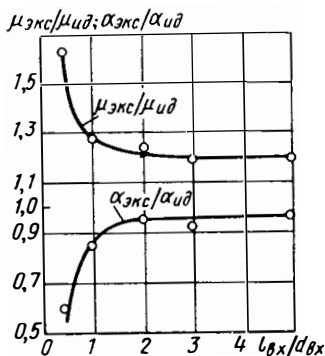


Рис. 22. Зависимость относительных значений коэффициента расхода и угла факела от длины входных каналов

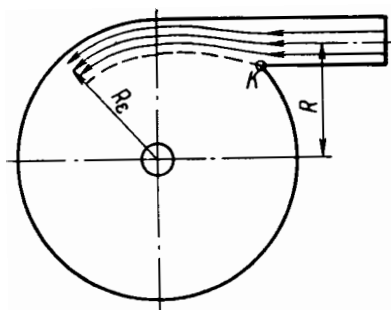


Рис. 23. Схема деформации струи жидкости, вытекающей из тангенциального канала

генциального отверстия и движущегося по стенке камеры закручивания. При этом струя, вытекающая из входного отверстия, поджимается, а следовательно, возрастает средняя величина плеча закручивания.

В результате деформации потока начальный момент количества движения увеличивается по сравнению с рассчитанным для идеальной центробежной форсунки:

$$M_1 = R_\varepsilon V_{вх},$$

где R_ε — среднее значение плеча закручивания для деформированной струи.

Назовем коэффициентом деформации входной струи отношение $\varepsilon = R/R_\varepsilon$. Увеличение начального момента количества движения приводит к уменьшению коэффициента расхода и возрастанию корневого угла факела.

При расчете гидравлических параметров центробежной форсунки влияние деформации струй, поступающих в камеру закручивания, может быть учтено введением вместо геометрической характеристики действующей характеристики форсунки A_d , ко-

торая строится так же, как и геометрическая, с заменой плеча закручивания R на R_{ϵ} , т. е.

$$A_d = \frac{Rr_c}{\epsilon n r_{вх}^2}.$$

Зависимость коэффициента расхода и угла факела от A_d остается такой же, как и от A . Коэффициент деформации входной струи ϵ зависит от соотношения геометрических размеров форсунки. Как показали эксперименты, в основном величина ϵ зависит от значения отношения $B = R/r_{вх}$, с ростом которого величина $\epsilon \rightarrow 1$ и степень деформации струи уменьшается. Экс-

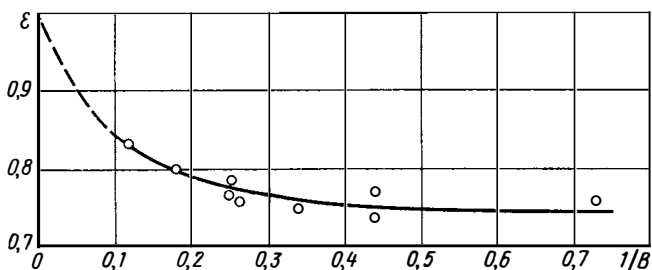


Рис. 24. Зависимость коэффициента деформации входной струи ϵ от характеристики $1/B$

периментальная зависимость $\epsilon = f(B)$ представлена на рис. 24 в рабочем диапазоне изменения характеристики B . Влияние других характеристик форсунки (A и C_c) очень мало, и в первом приближении его можно не учитывать.

В случае, когда входные каналы имеют некруглое сечение и не перпендикулярны оси сопла, нетрудно показать, что действующая характеристика форсунки

$$A_d = \frac{Rr_c \pi}{\epsilon n f_{вх}} \sin \beta_k, \quad (31)$$

где $f_{вх}$ — площадь входного канала.

Течение жидкости в камере закручивания

Как указывалось, основная особенность центробежных форсунок состоит в том, что жидкость, протекающая через них, имеет момент количества движения относительно оси сопла, который обуславливает ряд особенностей работы центробежной форсунки: образование воздушного вихря, малый коэффициент расхода и большой угол факела.

Для идеальной жидкости момент внешних сил, действующих на жидкость в камере закручивания, равен нулю, и поэтому справедлив закон сохранения момента количества движения. По мере приближения к оси сопла окружная составляющая скорости возрастает обратно пропорционально радиусу.

Вследствие вязкости жидкости на стенке возникают силы трения, направленные в сторону, противоположную скорости течения. Момент сил трения вызывает уменьшение момента количества движения, который на входе в сопло становится меньше, чем на входе в камеру закручивания. При этом уменьшается радиус воздушного вихря, возрастает коэффициент расхода и убывает угол факела. Таким образом, в центробежной форсунке в результате трения о стенки камеры закручивания расход реальной жидкости больше, чем идеальной.

Рассмотрим течение реальной жидкости в короткой камере закручивания постоянной высоты. Будем называть камеру закручивания короткой, если ее длина (высота) не превышает двух-трех диаметров входного канала ($L_k \ll \ll 2 \div 3d_{вх}$). Как показывают расчеты и результаты опытов, изменение длины камеры закручивания в пределах $d_{вх} \leq L_k \leq 3d_{вх}$ практически не влияет на гидравлические характеристики форсунки. В связи с этим при анализе воздействия трения на гидравлику центробежной форсунки с короткой камерой закручивания будем принимать $L_k = d_{вх}$.

Разложим скорость течения V в камере закручивания на тангенциальную V_u и радиальную V_m составляющие (рис. 25). Выделим элемент жидкости высотой δ_k , равной высоте камеры закручивания, длиной dl и шириной da . Масса этого элемента $dm = \rho_1 \delta_k dl da$, и момент количества движения $dM_* = r V_u dm$.

На боковую поверхность элемента, соприкасающуюся со стенками камеры ($df = 2 dl da$), действует сила трения $dF_{тр} = \tau_n df$, где τ_n — напряжение трения на стенке, выражающееся через коэффициент трения λ_k и скоростной напор; $\tau_n = \lambda_k \rho_1 V^2 / 8$.

Момент силы трения $dN_* = -0,25 \lambda_k \rho_1 V V_u r dl da$. Изменение момента количества движения равно моменту внешней силы:

$$\frac{dM_*}{dt} = \frac{dM_*}{dr} \frac{dr}{dt} = dN_*$$

Подставляя выражения для dM_* и dN_* и замечая, что $dr/dt = -V_m$, получаем

$$d(rV_u) = - \frac{\lambda_k V V_u r dr}{4 \delta_k V_m}$$

Обозначим момент количества движения единицы объема жидкости (несжимаемой) через

$$M = \rho_1 r V_u$$

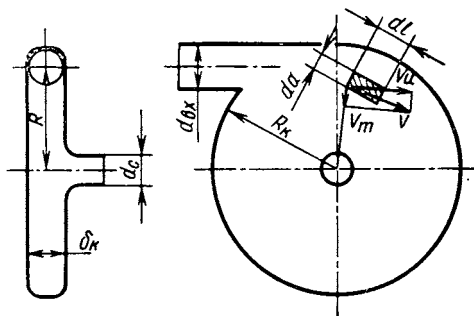


Рис. 25. К расчету течения в камере закручивания

Выразив из уравнения неразрывности через объемный расход Q

$$V_m = \frac{Q}{2\pi r \delta_k} \quad (32)$$

и подставив $V = \sqrt{V_n^2 + V_m^2}$, получим дифференциальное уравнение, определяющее изменение момента количества движения в камере закручивания при течении вязкой жидкости:

$$\frac{dM}{M \sqrt{M^2 + \Omega^2}} = \frac{\lambda_k \pi}{2\rho_1 Q} dr, \quad (33)$$

где $\Omega = \frac{\rho_1 Q}{2\pi \delta_k}$.

Интегрируя левую часть уравнения (33) от M_1 до M_4 (M_4 — момент количества движения в сечении 4—4 по рис. 20) и правую от R_k до r_c , находим

$$\ln \frac{M_4 (\Omega + \sqrt{M_1^2 + \Omega^2})}{M_1 (\Omega + \sqrt{M_4^2 + \Omega^2})} = -\frac{\lambda_k}{4\delta_k} (R_k - r_c).$$

Решив это уравнение относительно M_4 , получим

$$M_4 = \frac{M_1}{\operatorname{ch} \xi + \operatorname{sh} \xi \sqrt{\frac{M_1^2}{\Omega^2} + 1}}, \quad (34)$$

где

$$\xi = \frac{\lambda_k}{4\delta_k} (R_k - r_c).$$

Из анализа этого выражения следует, что под влиянием трения момент количества движения по мере приближения к соплу уменьшается. При $\lambda_k = 0$ (идеальная жидкость) $M_4 = M_1$ (закон сохранения момента количества движения).

Будем считать, что высота камеры закручивания равна диаметру входного отверстия ($\delta_k = 2r_{\text{вх}}$) при числе входных отверстий n и плече закручивания R . Так как начальный момент количества движения (при входе жидкости в камеру закручивания)

$$M_1 = \rho_1 V_{\text{вх}} R_{\text{вх}} = \frac{\rho_1 Q R}{\varepsilon n \pi r_{\text{вх}}^2}, \quad (35)$$

то выражение (34) примет вид

$$M_4 = \frac{M_1}{\operatorname{ch} \xi + \operatorname{sh} \xi \sqrt{16 \frac{B^2}{\varepsilon^2 n^2} + 1}}, \quad (36)$$

где

$$\xi = \frac{\lambda_k}{8} \frac{R_k - r_c}{r_{\text{вх}}}; \quad B = \frac{R}{r_{\text{вх}}}. \quad (37)$$

Формулу (36) можно существенно упростить, если разложить $\text{sh } \xi$ и $\text{ch } \xi$ в ряд и отбросить все члены, кроме первого, т. е. положить $\text{sh } \xi = \xi$; $\text{ch } \xi = 1$. Тогда

$$M_4 = \frac{M_1}{1 + \xi \sqrt{16 \frac{B^2}{\varepsilon^2 n^2} + 1}}. \quad (38)$$

Допускаемая при этом относительная ошибка не превышает 3%, если $B \leq 16$ и $\lambda_k \leq 0,2$, т. е. практически при всех встречающихся значениях B и λ_k . Обычно эта ошибка составляет десятые доли процента. В случаях, когда $\frac{B}{\varepsilon n} \geq 1$, можно пренебречь единицей по сравнению с величиной $16 \frac{B^2}{\varepsilon^2 n^2}$. Погрешность расчета при этом не превышает 1%. Тогда формула (38) примет вид

$$M_4 = \frac{M_1}{1 + \theta}, \quad (39)$$

где

$$\theta = \frac{\lambda_k}{2} A_d \left(\frac{R_k}{r_c} - 1 \right). \quad (40)$$

Комплекс θ характеризует влияние трения жидкости о стенки камеры закручивания на момент количества движения.

Ошибка при расчете момента количества движения по формуле (39) не превышает 4%, если $\frac{B}{\varepsilon n} \geq 1$, $B \leq 16$ и $\lambda_k \leq 0,2$.

Нетрудно показать, что когда $\frac{B}{\varepsilon n} < 1$, то при замене формулы (38) формулой (39) ошибка также мала и не превышает 1—2%, если $n \leq 6$ (большее число входных каналов практически не применяется). Проведенный анализ показывает, что для реальной жидкости можно пользоваться с достаточной точностью формулой (39). Заметим, что эту формулу можно получить непосредственно из уравнения (33), если пренебречь величиной Ω^2 или, что то же самое, величиной V_m^2 . При трении жидкости о стенки камеры закручивания, кроме уменьшения момента количества движения, возникают потери энергии. На элемент жидкости dm действует сила $dF_{\text{тр}}$. Работа этой силы (на пути ds_l) $dA = dF_{\text{тр}} ds_l$. Тогда потеря энергии на единицу объема жидкости

$$dE = \frac{\lambda_k}{4\delta_k} \rho_1 V^2 ds_l.$$

Но $ds_l = -V/V_m dr$. Подставляя V_m из уравнения (32), получим дифференциальное уравнение, из которого можно определить потери энергии в камере закручивания:

$$dE = -\frac{\lambda_k \pi}{2Q} \rho_1 V^3 r dr. \quad (41)$$

При интегрировании этого уравнения для упрощения формул пренебрегаем величиной V_m^2 , так как она мала по сравнению с V_u^2 , т. е. положим $V \approx V_u$. Текущее значение V_u из выражения (39) легко представить в виде

$$V_u = \frac{RQ}{\pi r_{\text{вх}}^2 \left[1 + \frac{\lambda_k}{2} \left(\frac{R(R_k - r_c)}{\varepsilon n r_{\text{вх}}^2} \right) \right] r}.$$

Подставляя его в уравнение (41), получим

$$dE = \frac{4\rho_1 Q^2}{\lambda_k^2 \pi^2} \frac{dr}{r^2 (r - \kappa)^3},$$

где

$$\kappa = R_k + \frac{2}{\lambda_k} \frac{\varepsilon n r_{\text{вх}}}{R}.$$

Полная потеря энергии в камере закручивания

$$\Delta E = \frac{4\rho_1 Q^2}{\lambda_k^2 \pi^2} \int_{R_k}^{r_c} \frac{dr}{r^2 (r - \kappa)^3}.$$

Взяв интеграл, найдем после несложных преобразований

$$\Delta E = \frac{\rho_1 Q^2}{2\pi^2 r_c^4} \Delta_k,$$

где

$$\Delta_k = \frac{\lambda_k}{\sigma^2} \left\{ \frac{1}{\sigma} \left(1 - \frac{1}{C_k} \right) + \lambda_k \left[\left(\frac{A_d}{2} - \frac{1}{2\sigma - \lambda_k} \right) \left(\frac{2}{\sigma} + \frac{A_d}{2} + \frac{1}{2\sigma - \lambda_k} \right) + \frac{3}{2\sigma^2} \ln \frac{(2\sigma - \lambda_k) A_d C_k}{2} \right] \right\}; \quad \sigma = \frac{1}{A_d} + \frac{\lambda_k}{2} C_k; \quad C_k = \frac{R_k}{r_c}. \quad (42)$$

Применим полученные формулы к расчету коэффициента расхода и угла факела при протекании вязкой жидкости через форсунку.

В критическом сечении сопла из уравнения (39) с учетом уравнения (35) имеем следующее выражение для окружной составляющей скорости:

$$u = \frac{RQ}{r \varepsilon n \pi r_{\text{вх}}^2 (1 + \theta)}.$$

На границе воздушного вихря избыточное статическое давление равно нулю, поэтому можно записать

$$p_T = \Delta E_{\Sigma} + 0,5\rho_1 (u_m^2 + w^2),$$

где ΔE_{Σ} — потери энергии (давления) в форсунке (в тангенциальных каналах, в камере закручивания и на начальном участке цилиндрической части сопла).

В критическом сечении сопла форсунки (между r_c и r_m) справедлив закон сохранения момента количества движения. Тогда, повторив выкладки, приведенные в начале настоящей главы при выводе формулы коэффициента расхода, найдем, что для вязкой жидкости коэффициент расхода

$$\mu_\theta = \frac{1}{\sqrt{\frac{A_3^2}{1-\varphi_c} + \frac{1}{\varphi_c^2} + \Delta_\Sigma}}, \quad (43)$$

где

$$A_3 = \frac{A_d}{1+\theta} = \frac{A_d}{1 + \frac{\lambda_K}{2} A_d \left(\frac{R_K}{r_c} - 1 \right)}; \quad (44)$$

$$\Delta_\Sigma = \Delta_{\text{вх}} + \Delta_K + \Delta_c. \quad (45)$$

Слагаемые в уравнении (45) определяются соответственно из формул (29), (42) и (56).

Зависимость φ_c от A_3 находится из принципа максимального расхода, справедливого и для вязкой жидкости. Дифференцируя μ_θ по φ_c при фиксированных значениях A_3 и Δ_Σ и приравнявая производную нулю, получим

$$A_3 = \frac{(1-\varphi_c)\sqrt{2}}{\varphi_c\sqrt{\varphi_c}}.$$

Вид функциональной зависимости между φ_c и A_3 остается тем же, что и между φ_c и A для идеальной форсунки¹. Следовательно, формула для определения коэффициента расхода реальной жидкости отличается от соответствующей формулы для идеальной жидкости заменой A на A_3 и членом Δ_Σ .

Величину A_3 , заменяющую для вязкой жидкости геометрическую (или действующую) характеристику, будем называть эквивалентной характеристикой центробежной форсунки.

В том случае, когда входные каналы имеют некруглое сечение и не перпендикулярны оси сопла, эквивалентную характеристику можно определить по формуле (44), в которую величину A_d подставляют из уравнения (31).

Сопоставляя выражения (39) и (44), видим, что $A_3/A_d = M_4/M_1$, т. е. отношение эквивалентной характеристики к действующей равно отношению момента количества движения жидкости перед соплом к моменту количества движения на входе в камеру закручивания. Эквивалентная характеристика отражает,

¹ Полученный результат, казалось бы, имеет место только для автомодельного по числу Рейнольдса режима течения, когда значения A_3 и Δ_Σ не зависят от расхода жидкости через форсунку. Однако проведенный А. М. Керенским анализ показал, что этот результат остается в силе и для неавтомодельных режимов течения.

таким образом, уменьшение момента количества движения жидкости в камере закручивания.

Как показывают расчеты, потери энергии в закрытой центробежной форсунке ($C_c > 2$) при действующей характеристике $A_d < 10$, что соответствует большинству встречающихся в практике случаев, сравнительно невелики и в первом приближении ими можно пренебречь, что существенно упрощает анализ влияния трения в камере закручивания на коэффициент расхода форсунки.

Если $\Delta_z = 0$, то формула (43) примет вид

$$\mu_0 = \frac{1}{\sqrt{\frac{A_3^2}{1 - \varphi_c} + \frac{1}{\varphi_c^2}}}$$

Отличается она от соответствующей формулы для идеальной форсунки заменой величины A на A_3 . Отсюда ясно, что для определения коэффициента расхода реальной жидкости в первом приближении можно пользоваться кривой, представленной на рис. 17, откладывая по оси абсцисс вместо A значение A_3 .

Потери энергии в форсунке уменьшают перепад давления, при котором происходит истечение жидкости из сопла и, следовательно, скорость истечения, но, как уже отмечалось, не влияют на соотношение поступательной и вращательной составляющих скорости в сопле. Это соотношение, от величины которого зависит корневой угол распыливания жидкости, целиком определяется значением момента количества движения на входе в сопло. Формула для определения угла факела при течении вязкой жидкости имеет тот же вид, что и для идеальной жидкости, но действующая характеристика форсунки в ней заменена эквивалентной.

Из анализа выражения (44) следует, что эквивалентная характеристика меньше действующей ($A_d = A_3$ только при $\lambda_k = 0$ для идеальной жидкости или при $r_c = R_k$ для полностью раскрытой форсунки). Отсюда приходим к важному выводу, что при переходе от идеальной жидкости к вязкой коэффициент расхода центробежной форсунки возрастает, а угол факела уменьшается при этом тем сильнее, чем больше комплекс θ .

Исследуем теперь, как меняется эквивалентная характеристика форсунки при вариации величин плеча закручивания и диаметра входных каналов. Радиус сопла будем считать неизменным. Обычно при проектировании форсунки задаются значениями расхода, давления подачи и угла факела; по этим данным размер сопла определяется однозначно.

Рассмотрим два случая: первый — $R \rightarrow \infty$ при $r_c, r_{вх}, n, \lambda_k$ и $\varepsilon = \text{const}$ и второй — $r_{вх} \rightarrow 0$ при r_c, R, n, λ_k и $\varepsilon = \text{const}$.

В обоих случаях геометрическая и действующая характеристики форсунки увеличиваются до бесконечности, что для идеальной жидкости приводит к уменьшению коэффициента расхода до нуля и возрастанию угла факела до 180° . Для реальной жидкости

при монотонном увеличении плеча закручивания эквивалентная характеристика, как это видно из формулы (44), сначала возрастает, достигает максимального значения, а затем убывает, и $A_3 \rightarrow 0$ при $R \rightarrow \infty$. Во втором случае при уменьшении диаметра входных каналов эквивалентная характеристика монотонно возрастает, но остается ограниченной.

Следовательно, для реальной жидкости при бесконечном возрастании геометрической характеристики эквивалентная характеристика имеет конечное значение. Получается своеобразный вязкостный барьер: для реальной жидкости при увеличении геометрической характеристики коэффициент расхода не может стать меньше, а угол факела — больше некоторых значений μ^* и α^* , соответствующих максимальной величине эквивалентной характеристики форсунки.

Существование вязкостного барьера подтверждено опытами. На рис. 26 приведены экспериментальные значения коэффициента расхода и угла факела для форсунок с различной геометрической характеристикой. При этом все форсунки имели одинаковые размеры сопла и входных каналов, а геометрическую характеристику изменяли в диапазоне $0 \leq A \leq 14,0$ увеличением плеча закручивания ($0 \leq R \leq 15$ мм). Экспериментальные точки получены при числе $Re_{вх} = 6 \cdot 10^3$.

Как видим, коэффициент расхода с ростом геометрической характеристики сначала убывает, а затем возрастает, как это и следует из теории форсунки для вязкой жидкости¹. Угол факела, наоборот, сначала возрастает и затем, достигнув максимума, убывает. Тонкими линиями проведены кривые для идеальной жидкости.

Таким образом, получить для реальной жидкости малый коэффициент расхода (большой угол факела) представляет определенные трудности, при этом необходимо размеры распылителя форсунки выбирать с таким расчетом, чтобы влияние трения о стенки камеры закручивания было минимальным.

Отметим, что при $A = 0$ (течение без закручивания) экспериментальный коэффициент расхода $\mu < 1$, а угол факела $\alpha > 0$, тогда как из теории форсунки $\mu = 1$, а $\alpha = 0$. Это объясняется тем, что в теории не учитывается как отличие коэффициента расхода сопла для незакрученного потока от единицы, так и расширение факела, наблюдаемое в струйных форсунках.

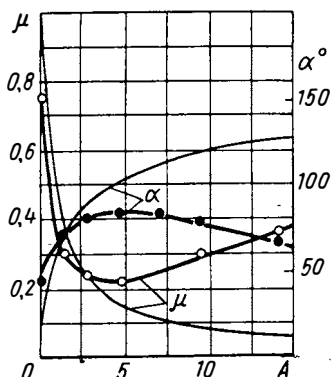


Рис. 26. Зависимость коэффициента расхода и угла факела от геометрической характеристики A для форсунок с различной величиной плеча закручивания

¹ Такой же характер зависимости $\mu = f(A)$ при увеличении плеча закручивания установлен экспериментально [21].

Для расчета течения реальной жидкости в центробежной форсунке необходимо знать коэффициент трения λ_{κ} в камере закручивания, который можно получить из решения уравнений пограничного слоя [22, 23] или определить экспериментально. Как для ламинарного, так и для турбулентного пограничного слоя решение можно получить методом интегральных соотношений [23]. Принимается, что вне пограничного слоя момент количества движения сохраняется неизменным, и можно пренебречь радиальной составляющей скорости. Внутри пограничного слоя учитываются

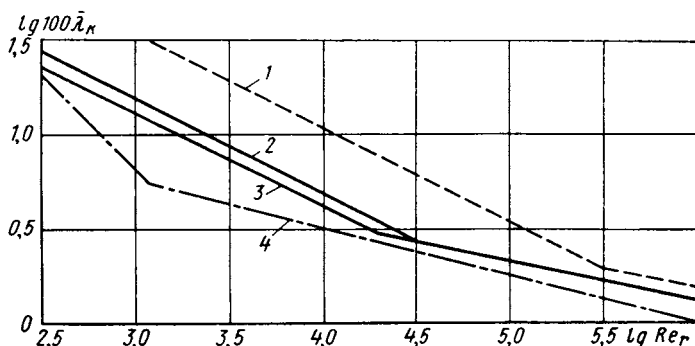


Рис. 27. Зависимость осредненного коэффициента трения от числа Рейнольдса Re_r : 1 — диск, вращающийся в кожухе; 2, 3 — центробежная форсунка соответственно с $C_{\kappa} = 2,5$ и $C_{\kappa} = 5$; 4 — гладкая труба

как окружная, так и радиальная составляющие скорости; радиальная составляющая возникает под действием перепада давления в камере закручивания.

В результате численного решения уравнений пограничного слоя получены выражения для локальных значений коэффициента трения при ламинарном и турбулентном режимах течения [23]. Осреднение этих выражений в интервале от R_{κ} до r_c дает для ламинарного режима течения

$$\bar{\lambda}_{\kappa} = \frac{3,42(1 + 1/C_{\kappa})}{Re_r^{0,5}} \quad (46)$$

и для турбулентного

$$\bar{\lambda}_{\kappa} = \frac{0,213}{Re_r^{0,2}}, \quad (47)$$

где $Re_r = V_{ur}r/v$; $C_{\kappa} = R_{\kappa}/r_c$.

Напомним, что вне пограничного слоя момент количества движения жидкости не меняется, и, следовательно, остается постоянным и значение критерия Рейнольдса. Зависимости (46) и (47) представлены на рис. 27 для двух значений параметра C_{κ} , характеризующего степень раскрытия сопла форсунки. В каче-

стве сравнения приведены зависимости для течения жидкости в гидравлически-гладких трубах и возникающего при вращении диска в кожухе при наличии значительного зазора между диском и кожухом [24].

Как видим, зависимости $\lambda_k = f(Re)$ для течения жидкости в камере закручивания и в случае с вращающимся диском аналогичны. В то же время коэффициент трения в центробежной форсунке (и в случае с вращающимся диском) больше, чем в гладких трубах. Это объясняется тем, что в центробежной форсунке пограничный слой образуется в условиях значительного поперечного градиента давления, вызывающего появление в пограничном слое радиальных токов, направленных из области с малыми (на периферии камеры закручивания) в область с большими значениями окружной скорости (вблизи сопла).

Рассмотрим теперь результаты экспериментального определения коэффициента трения в камере закручивания центробежной форсунки. Опыты проводили с форсунками, имеющими короткую камеру закручивания, конструкция которых соответствует принятой расчетной схеме (см. рис. 20). Действующая характеристика форсунок менялась в диапазоне $1,5 \leq A_d \leq 9,5$. В форсунки подавали воду и водоглицериновые смеси при различных перепадах давления, что позволило получить широкий диапазон изменения числа Рейнольдса.

Определив экспериментально значение коэффициента расхода и решив систему уравнений (43)—(45) относительно λ_k , находим зависимость коэффициента трения от критерия $Re_{вх}$. Критерий Рейнольдса рассчитывали для условий течения на входе в камеру закручивания: $Re_{вх} = V_{вх}d/\nu$.

В качестве характерного размера выбран диаметр отверстия, площадь которого равна суммарной площади входных каналов ($d = d_{вх}\sqrt{n}$). Экспериментальная зависимость $\lambda_k = f(Re_{вх})$ представлена на рис. 28. Приведенный график можно разделить на два участка, соответствующих ламинарному и турбулентному режимам течения жидкости в камере закручивания. Обработка экспериментальных данных методом наименьших квадратов дает для первого участка ($Re_{вх} \leq 2,3 \cdot 10^3$)

$$\lambda_k = \frac{24,6}{Re_{вх}^{0,75}}$$

и для второго ($Re_{вх} > 2,3 \cdot 10^3$)

$$\lambda_k = \frac{1,22}{Re_{вх}^{0,36}}.$$

Чтобы сопоставить экспериментальные и расчетные зависимости коэффициента трения от числа Рейнольдса, найдем связь между Re_r и $Re_{вх}$. При этом будем по-прежнему предполагать, что вне

пограничного слоя момент количества движения жидкости не меняется и

$$M = \rho_1 r V_{\omega} = \frac{\rho_1 R V_{\text{вх}}}{\varepsilon}.$$

Тогда получим

$$\text{Re}_r = \sqrt{\frac{C_s A_d}{4\varepsilon}} \text{Re}_{\text{вх}}. \quad (48)$$

Соотношение между Re_r и $\text{Re}_{\text{вх}}$ для разных форсунок не остается постоянным, а зависит от величин C_s , A и ε . Теоретическая зависимость $\lambda_{\kappa} = f(\text{Re}_{\text{вх}})$, показанная на рис. 28, рассчитана при среднем значении подкоренного выражения формулы (48) в диапазоне его изменения в проведенных опытах. Как видим, теоретическая зависимость имеет тот же характер, что и экспериментальная, но с меньшими абсолютными значениями коэффици-

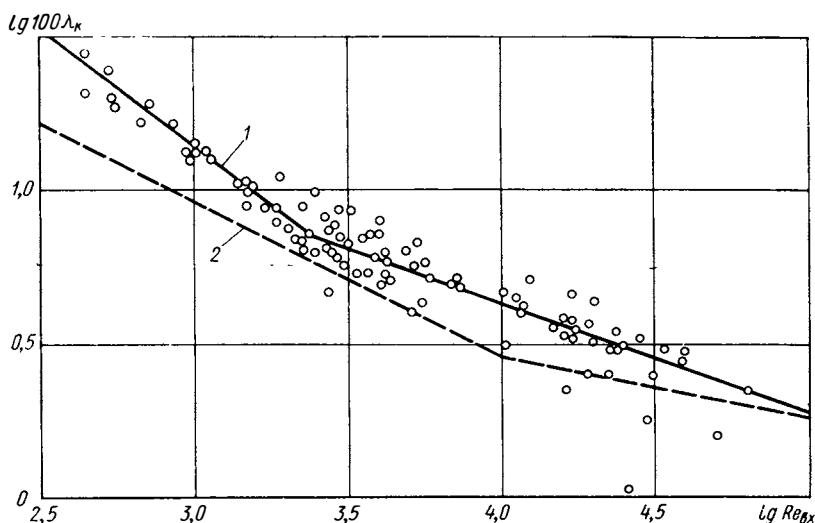


Рис. 28. Зависимость коэффициента трения от числа Рейнольдса $\text{Re}_{\text{вх}}$:
1 — экспериментальная; 2 — теоретическая

циента трения. По экспериментальным данным переход от ламинарного режима течения к турбулентному происходит при меньшем значении числа Рейнольдса, чем это следует из расчета.

Различия в теоретических и экспериментальных значениях коэффициента трения вызваны принятыми в теории упрощающими предположениями. При расчете гидравлических характеристик форсунок целесообразно пользоваться экспериментальной зависимостью $\lambda_{\kappa} = f(\text{Re}_{\text{вх}})$.

В отличие от рассмотренного выше расчета центробежной форсунки для реальной жидкости ряд исследователей учитывает влияние трения о стенки камеры закручивания эмпирически [25—27] (анализ этих работ приведен в источнике [19]).

В работах [28—30] сделана попытка создать теорию центробежной форсунки для реальной жидкости на основе решения системы уравнений Навье—Стокса.

Поле окружных и радиальных скоростей принято равномерным по высоте камеры закручивания. Это предположение, очевидно, эквивалентно допущению об отсутствии трения жидкости о стенки камеры закручивания, к которой момент количества движения жидкости $ur = \text{const}$, так как момент внешней силы равен нулю. Полученное решение [28], соответствующее уменьшению момента количества движения в камере закручивания при отсутствии внешней силы трения связано с введением произвольного дополнительного граничного условия $ur = 0$. Это решение, следовательно, не может быть использовано для построения физически обоснованной теории центробежной форсунки.

Течение жидкости в сопле форсунки

Как показано в начале настоящей главы, по мере увеличения осевой составляющей скорости течения радиус газового вихря в форсунке возрастает от величины r_{mk} на торцевой стенке камеры закручивания до значения r_m в сопле (величина r_m опреде-

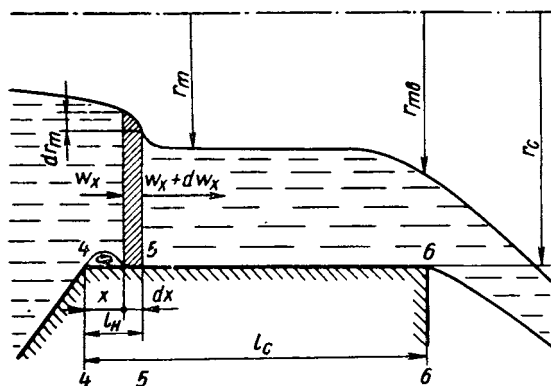


Рис. 29. Схема течения жидкости в сопле форсунки

ляется на основе принципа максимального расхода) и далее до величины r_{mv} на срезе сопла. Наиболее интенсивно осевая составляющая скорости и радиус вихря увеличиваются в конце конической и в начале цилиндрической части сопла.

Увеличению кривизны поверхности вихря на начальном участке сопла способствует также появление застойной зоны, которая возникает вследствие отрыва потока при обтекании угла, образованного конической и цилиндрической частями сопла (рис. 29).

Покажем, что в случае течения вязкой жидкости на начальном участке сопла имеется сечение, в котором происходит резкое изменение толщины слоя жидкости, т. е. наблюдается явление,

аналогичное гидравлическому прыжку [11]. Непосредственно в этом сечении величина радиуса газового вихря равна r_m .

Существование в сопле центробежной форсунки гидравлического прыжка обнаружено экспериментально и рассмотрено теоретически А. М. Праховым [15], показавшим, что осевая составляющая скорости течения жидкости за прыжком равна скорости распространения длинных волн на поверхности газового вихря.

Выделим на начальном участке цилиндрической части сопла элемент жидкости длиной dx . Уравнение количества движения для этого элемента

$$-dP_x - dP_{\text{тр}} = \rho_1 Q d\omega_x, \quad (49)$$

где P_x — секундный импульс сил давления в сечении x ; ω_x — осевая составляющая скорости в этом сечении; $P_{\text{тр}}$ — секундный импульс сил трения.

Воспользовавшись формулой (5), выразим ω_x через объемный расход Q и коэффициент заполнения сопла φ_c и, продифференцировав полученное выражение, найдем

$$d\omega_x = -\frac{Q}{\pi r_c^2} \frac{d\varphi_c}{\varphi_c^2}. \quad (50)$$

Избыточное давление, действующее на жидкость в сечении x , определяется формулой

$$p = \frac{1}{2\rho_1} M_4^2 \left(\frac{1}{r_m^2} - \frac{1}{r^2} \right), \quad (51)$$

где M_4 — момент количества движения на входе в сопло в сечении 4—4; $M_4 = u_m r_m$.

Формулу (51) легко получить из уравнения (3), если пренебречь изменением момента количества движения на участке от начала цилиндрической части сопла (сеч. 4—4) до рассматриваемого сечения x .

Интегрируя выражение (51), найдем

$$P_x = \int_{r_m}^{r_c} p 2\pi r dr = \rho_1 \pi u_m^2 r_m^2 \left[\frac{1}{2} \left(\frac{r_c^2}{r_m^2} - 1 \right) + \ln \frac{r_m}{r_c} \right].$$

Отсюда

$$dP_x = \rho_1 \pi u_m^2 r_m^2 \left(-\frac{r_c^2 dr_m}{r_m^3} + d \ln \frac{r_m}{r_c} \right). \quad (52)$$

Проекция импульса сил трения вязкой жидкости о стенки сопла на ось x может быть представлена в следующем виде:

$$dP_{\text{тр}} = \frac{\lambda_c}{4} \frac{\rho \omega_x^2}{2} 2\pi r_c dx, \quad (53)$$

где λ_c — коэффициент трения в сопле.

Подставляя в уравнение (49) величины dw_x , dP_x и $dP_{тр}$ из формул (50), (52) и (53) и заменяя объемный расход Q его выражением по формуле (5), получим после некоторых несложных преобразований

$$\frac{dr_m}{dx} = \frac{\lambda_c}{4s} \frac{w_x^2}{\frac{1-s^2}{s^2} u_m^2 - 2w_x^2}, \quad (54)$$

где $s = r_m/r_c$ — относительный радиус газового вихря в сопле форсунки.

Из анализа этого уравнения следует, что при $\lambda_c \neq 0$ производная $dr_m/dx = \infty$, если

$$w_x = \frac{u_m}{s} \sqrt{\frac{1-s^2}{2}}. \quad (55)$$

В том сечении сопла, в котором выполняется условие (55), происходит гидравлический прыжок, т. е. скачкообразное уменьшение толщины слоя жидкости. В результате наблюдений обнаружено, что в сопле форсунки прыжок происходит не в данном сечении сопла, а занимает некоторую область, так что тангенс угла наклона касательной к поверхности жидкости нигде не обращается в бесконечность.

Сопоставляя уравнения (55) и (26) для определения скорости распространения длинных волн вдоль поверхности жидкости в сопле центробежной форсунки, приходим к выводу, что осевая составляющая скорости течения жидкости и скорость распространения волн в сечении гидравлического прыжка равны¹. Напомним, что скорость распространения длинных волн для идеальной и вязкой жидкостей одинакова [9]. Кроме того, из уравнения (54) видно, что для идеальной жидкости $dr_m/dx = 0$ при $\lambda_c = 0$, т. е. толщина слоя жидкости в сопле не меняется. Таким образом, в случае течения идеальной жидкости размер газового вихря и осевая составляющая скорости остаются неизменными по длине цилиндрической части сопла за исключением участка, примыкающего к выходному сечению, где происходит переход избыточного центробежного давления в скоростной напор.

В случае течения вязкой жидкости в начале цилиндрической части сопла находится критическое сечение, в котором возникает гидравлический прыжок; за ним осевая составляющая скорости течения равна скорости распространения длинных волн вдоль поверхности вихря, т. е. в сечении реализуется принцип максимального расхода. Расход вязкой жидкости через центробежную форсунку определяется параметрами в критическом сечении: радиус вихря r_m ; осевая составляющая скорости определяется по уравнению (4).

¹ Для идеальной жидкости в формуле (26) заменяем величину $V_{вх}R$ равной ей величиной $u_m r_m$.

Изменение параметров потока за критическим сечением уже не влияет на коэффициент расхода форсунки, но приводит при течении реальной жидкости к уменьшению угла факела (по мере возрастания длины цилиндрической части сопла). В связи с этим нарушается однозначное соответствие между значениями μ и α , характерное для идеальной жидкости.

Определим теперь длину начального участка сопла l_n (от входа в цилиндрическую часть сопла до критического сечения). На рис. 30 представлена экспериментальная зависимость относительного коэффициента расхода $\bar{\mu}$ (отношение текущего значения μ

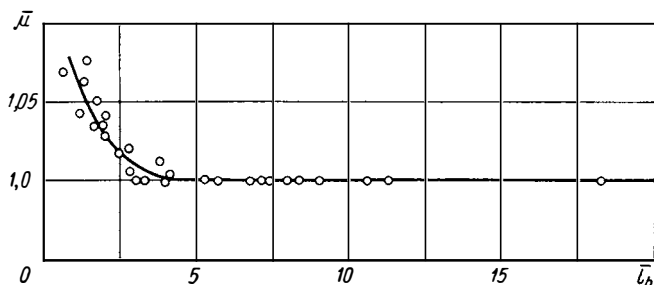


Рис. 30. Зависимость относительного коэффициента расхода от безразмерной длины сопла

к его значению при $l_c > l_n$) от безразмерной длины сопла $l_h = l_c/h$, где h — толщина слоя жидкости в критическом сечении сопла; $h = r_c - r_m = r_c (1 - \sqrt{1 - \varphi_c})$. Опыты проводили с форсунками, имеющими различную длину цилиндрической части сопла, при пропускании через них воды и водоглицериновой смеси, что обеспечило увеличение коэффициента кинематической вязкости жидкости в 20 раз.

Как видно, по мере увеличения длины сопла относительный коэффициент расхода сначала уменьшается, а при $\bar{l}_h \geq 4$ уже не зависит от \bar{l}_h . Следует полагать, что значение $\bar{l}_h = 4$ и соответствует длине начального участка сопла, на котором формируются отрывная зона, гидравлический прыжок и в конце которого располагается критическое сечение. Таким образом, длина начального участка сопла может быть найдена из выражения

$$l_n = 4h = 2d_c (1 - \sqrt{1 - \varphi_c}).$$

Причина увеличения коэффициента расхода центробежной форсунки при $l_c < l_n$, по-видимому, в значительной мере аналогична той, по которой возрастает расход через водослив, когда ширина порога становится меньше критической, равной двум-трем напорам [11].

Рассмотрим еще одно явление, которое имеет место на начальном участке сопла. При обтекании жидкостью угла на входе в ци-

лиندрическую часть сопла образуется циркуляционная зона (см. рис. 29). В результате сжатия, а затем расширения потока возникают потери энергии, характеризуемые коэффициентом сопротивления ξ_c . Величина потерь давления

$$\Delta p_c = \xi_c \frac{\rho_1 \omega_5^2}{2},$$

где ω_5 — осевая составляющая скорости в критическом сечении 5—5 сопла форсунки (см. рис. 29).

Выразив ω_5 через объемный расход и коэффициент заполнения сопла, получим

$$\Delta p_c = \frac{\xi_c}{\varphi_c^2} \frac{\rho_1 Q^2}{2\pi^2 r_c^4}.$$

Если не учитывать потерь энергии в других элементах распылителя форсунки, то уравнение Бернулли для критического сечения можно записать в виде

$$p + 0,5\rho_1 (u^2 + \omega^2) + \Delta p_c = p_T.$$

Тогда, повторив вывод, приведенный в начале настоящей главы, получим после преобразований с учетом двух последних уравнений выражение для определения коэффициента расхода, отражающее влияние гидравлических потерь на начальном участке сопла:

$$\mu_{\xi_c} = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\varphi_c^2} + \frac{A^2}{1 - \varphi_c} + \Delta_c}}, \quad (56)$$

где $\Delta_c = \xi_c / \varphi_c^2$.

Коэффициент сопротивления ξ_c найден в результате сравнительных испытаний форсунок с различными значениями μ , причем каждую форсунку испытывали с двумя соплами, первое из которых имело острую кромку между конической и цилиндрической частями сопла, тогда как во втором сопле эта кромка имела радиус закругления $r \approx d_c/4$. Угол конуса на входе в цилиндрическую часть сопла изменялся в диапазоне $\psi = 90 \div 120^\circ$, наиболее часто используемом на практике. Получены следующие значения коэффициента сопротивления: $\xi_c = 0,11$ при $\psi = 90^\circ$; $\xi_c = 0,16$ при $\psi = 120^\circ$.

При этом величина ξ_c остается постоянной в широких пределах изменения числа Рейнольдса. Заметим, что полученный коэффициент ξ_c примерно в 2 раза меньше коэффициента сопротивления входного конического участка цилиндрического трубопровода при течении жидкости без закрутки (для углов одинаковой величины). Это объясняется закручиванием потока в центробежной форсунке, в результате чего уменьшается отрыв потока при обтекании входной кромки сопла и, следовательно, снижаются гидравлические потери.

Как было отмечено, потери энергии в форсунке приводят к уменьшению суммарной скорости истечения жидкости, тогда как соотношение между осевой и тангенциальной составляющими скорости и величина корневого угла факела распыливания при этом не изменяются.

Тогда задача расчета угла факела распыливания для форсунки с коротким соплом, казалось бы, целиком сводится к определению момента количества движения жидкости на входе в сопло. Для идеальной форсунки угол факела рассчитывается по формуле (15). Однако теоретические значения угла факела α_T , рассчитанные таким образом, хорошо согласуются с экспериментальными $\alpha_{\text{экс}}$ только в том случае, когда комплекс θ , характеризующий влияние трения в камере закручивания на режим течения жидкости в форсунке, мал. С ростом θ расхождение между экспериментальными и расчетными значениями угла факела увеличивается.

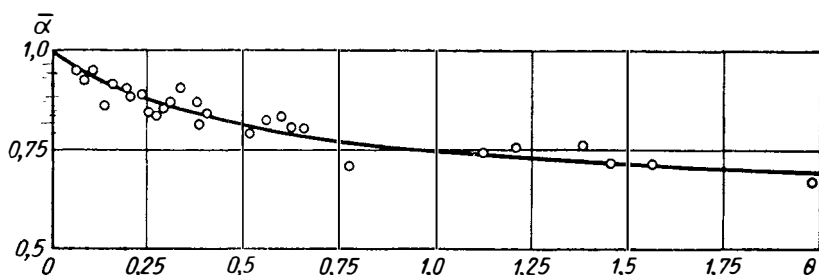


Рис. 31. Зависимость относительного угла факела $\bar{\alpha}$ от комплекса θ

Эмпирическая зависимость относительного угла факела $\bar{\alpha} = \alpha_{\text{экс}}/\alpha_T$ от комплекса θ для форсунок с короткими камерой закручивания и соплом представлена на рис. 31. Для того чтобы рассчитать величину корневого угла факела, необходимо по значению A_z найти теоретическую величину α_T и затем с помощью эмпирической зависимости $\bar{\alpha} = f(\theta)$ определить расчетное значение угла факела.

Расхождение между значениями $\alpha_{\text{экс}}$ и α_T по мере возрастания комплекса θ можно объяснить тем, что с ростом комплекса θ все большее влияние на течение жидкости в сопле начинает оказывать величина расхода жидкости пограничного слоя в камере закручивания, в котором прежде всего снижается вращательная составляющая скорости.

Течение жидкости в форсунке с большой длиной камеры закручивания и сопла

В некоторых случаях, исходя из конструктивных соображений, применяют форсунки с большой длиной камеры закручивания или сопла. Рассмотрим кратко гидравлические характеристики таких форсунок.

По мере увеличения длины камеры закручивания возрастает поверхность трения и, как следствие, уменьшается момент количества движения потока жидкости, поступающей в сопло форсунки. При этом увеличивается коэффициент расхода форсунки и снижается угол факела распыливания. В форсунках с большой длиной камеры закручивания течение жидкости приобретает более сложный характер, чем в форсунках с короткой камерой.

Эксперименты на модели центробежной форсунки с прозрачными стенками, в процессе которых в поток воды через входные каналы вводилась подкрашенная жидкость с удельным весом,

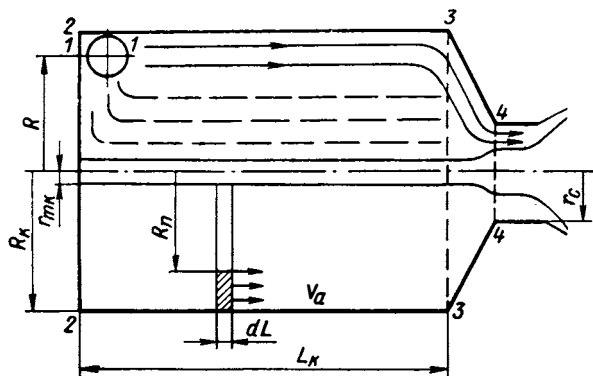


Рис. 32. Схема течения жидкости в форсунке с длинной камерой закручивания

равным удельному весу воды, позволили проследить винтовые траектории движения частиц жидкости. Основной поток перемещался в осевом направлении вдоль боковой стенки камеры закручивания, а затем в радиальном — вдоль конической части сопла (рис. 32). Между основным потоком и воздушным вихрем находилась центральная пассивная зона. В центральную зону под действием радиального градиента давления попадала часть жидкости, вытекающая из входных каналов, которая затем двигалась по винтовым траекториям от заднего торца камеры закручивания к соплу форсунки. Осевая составляющая скорости в центральной зоне значительно меньше, чем у основного потока. Размер воздушного вихря практически не менялся по длине камеры.

В основу расчета гидравлических характеристик форсунки положим упрощенную схему течения, согласно которой жидкость от днища камеры закручивания поступает к соплу по винтовым траекториям только в основном потоке, ограниченной боковой цилиндрической стенкой камеры и поверхностью пассивной зоны с радиусом R_n (рис. 31).

Считаем, что осевая составляющая скорости $V_a = \text{const}$ по сечению потока, а тангенциальная распределяется в каждом сечении по закону сохранения момента количества движения

($V_u = M/\rho_1 r$), который вследствие трения о стенки камеры закручивания уменьшается сначала под действием трения о боковую цилиндрическую стенку камеры, а затем при торможении потока вследствие трения о торцовые стенки камеры.

Момент количества (некоторое среднее значение) элементарного объема длиной dL , заключенного между радиусами R_k и R_n ,

$$M' = \bar{r} \bar{V}_u \rho_1 \pi (R_k^2 - R_n^2) dL.$$

Момент силы трения, действующей на наружную поверхность этого элемента, представим, пренебрегая поступательной составляющей скорости, в виде ¹

$$N' = \frac{\lambda_6}{4} \frac{\rho V_{uk}^2}{2} 2\pi R_k^2 dL,$$

где V_{uk} — тангенциальная составляющая скорости у боковой стенки камеры закручивания; λ_6 — коэффициент трения жидкости о боковую поверхность камеры закручивания.

Приравнявая изменение момента количества движения и момент силы трения, получим после несложных преобразований

$$\rho_1 Q d(\bar{r} \bar{V}_u) = - \frac{\lambda_6}{4} \rho_1 V_{uk}^2 \pi R_k^2 dL,$$

где \bar{V}_u , \bar{r} — средние значения соответственно тангенциальной составляющей и радиуса в основном потоке; $Q = \pi (R_k^2 - R_n^2) V_a$ — объемный расход жидкости через форсунку.

Согласно предположению о постоянстве момента количества движения по радиусу выделенного элемента, имеем для единицы объема

$$M = \rho_1 V_u r = \rho_1 \bar{V}_u \bar{r} = \rho_1 V_{uk} R_k.$$

Тогда предыдущее уравнение можно представить в виде

$$\frac{dM}{M^2} = - \frac{\lambda_6 \pi}{4 \rho_1 Q} dL.$$

Проинтегрировав это уравнение, получим

$$M_3 = \frac{M_1}{1 + \theta_6}, \quad (57)$$

где θ_6 — комплекс, характеризующий трение о боковую стенку камеры закручивания;

$$\theta_6 = \frac{\lambda_6}{4 \rho_1} \frac{\pi}{Q} L_k M_1.$$

¹ Считаем, что на внутренней поверхности элемента при $r = R_n$ тангенциальная составляющая скорости не претерпевает разрыва, в отличие от осевой, которая изменяется от значения V_a (в основном потоке) до нуля (в пассивной зоне).

Нетрудно найти связь между θ_6 и комплексом θ для форсунки с короткой камерой:

$$\theta_6 = \frac{C_k}{C_k - 1} \bar{\lambda} \bar{L}_k \theta, \quad (58)$$

где $\bar{\lambda} = \lambda_6/\lambda_k$; λ_k — коэффициент трения о торцовые стенки камеры; $\bar{L}_k = L_k/D_k$ — безразмерная длина камеры закручивания.

Момент количества движения на входе в сопло форсунки с учетом трения о торцовые стенки найдем так же, как это было сделано для короткой камеры. При этом пренебрежем радиальной составляющей скорости. Тогда уравнение, определяющее изменение момента количества движения, можно записать в виде

$$\frac{dM}{M^2} = \frac{\lambda_k \pi}{2\rho_1 Q} dr,$$

где λ_k имеет то же значение, что и в короткой камере закручивания.

Интегрируя левую часть этого уравнения от величины M_3 до M_{4L} (индекс L показывает, что значение M_4 относится к длинной камере закручивания), а правую часть от значения R_k до r_c , получим после несложных преобразований с учетом уравнений (57) и (58)

$$M_{4L} = \frac{M_1}{1 + \theta + \theta_6} = \frac{M_1}{1 + \theta \left(1 + \frac{C_k}{C_k - 1} \bar{\lambda} \bar{L}_k \right)}.$$

В форсунке с длинной камерой закручивания появляются дополнительные потери энергии, обусловленные трением о боковую поверхность. Обозначим коэффициент, характеризующий эти потери энергии, через Δ_L . Проведем выкладки, аналогичные приведенным для короткой камеры, получим выражение для определения коэффициента расхода центробежной форсунки с камерой закручивания большой длины:

$$\mu_L = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\varphi_c^2} + \frac{A_{\Sigma L}^2}{1 + \varphi_c} + \Delta_{\Sigma L}}}, \quad (59)$$

где $A_{\Sigma L}$ — эквивалентная характеристика;

$$A_{\Sigma L} = \frac{A_d}{1 + \theta \left(1 + \frac{C_k}{C_k - 1} \bar{\lambda} \bar{L}_k \right)};$$

$\Delta_{\Sigma L}$ — коэффициент суммарных потерь энергии в форсунке¹;

$$\Delta_{\Sigma L} = \Delta_{вх} + \Delta_k + \Delta_L + \Delta_c.$$

¹ Для простоты предполагаем, что коэффициенты потерь во входных каналах $\Delta_{вх}$, при трении о торцовые стенки Δ_k и в сопле Δ_c такие же, как для форсунки с короткой камерой закручивания.

Зависимость коэффициента φ_c от характеристики $A_{\Delta L}$ такая же, как и для идеальной форсунки. Для того чтобы найти коэффициент потерь Δ_L , рассмотрим в основном потоке, движущемся вдоль цилиндрической стенки камеры, элемент длиной dL , объемом $\omega = \pi (R_k^2 - R_n^2)dL$, ограниченным радиусами камеры закручивания R_k и основного потока R_n . На внешнюю поверхность этого элемента действует сила трения

$$dF_{\text{тр}} = \frac{\lambda_6}{4} \frac{\rho_1 V^2}{2} 2\pi R_k dL.$$

Потери энергии для единицы объема жидкости можно представить в виде

$$dE = \frac{\lambda_6}{4} \frac{2R_k}{R_k^2 - R_n^2} \frac{\rho_1 V^2}{2} ds. \quad (60)$$

При интегрировании этого уравнения:

1) пренебрегаем осевой составляющей скорости, т. е. полагаем $V \approx V_{\omega}$;

2) глубину основного потока считаем малой и принимаем $R_k + R_n \approx 2R_k$;

3) радиус основного потока определяем по наблюдениям, проведенным на прозрачной модели форсунки. Эти наблюдения показали, что приближенно радиус основного потока равен радиусу воздушного вихря на днище камеры закручивания полностью раскрытой форсунки такой же геометрии.

Если действующая характеристика форсунки $A_d = \frac{Rr_c}{\epsilon n r_{\text{вх}}^2}$, то для полностью раскрытой форсунки эта характеристика имеет значение $A_{\text{пр}} = \frac{RR_k}{\epsilon n r_{\text{вх}}^2} = A_d C_k$. Радиус воздушного вихря на днище такой форсунки, равный радиусу основного потока, найдем по формуле (71):

$$R_n = R_k \mu_{\text{пр}} A_d C_k, \quad (61)$$

где $\mu_{\text{пр}}$ — коэффициент расхода, соответствующий значению $A_{\text{пр}}$.

После интегрирования уравнения (60) получаем выражение для определения коэффициента потерь в цилиндрической части камеры закручивания:

$$\Delta_L = \frac{A_d^2}{2C_k} (1 + \mu_{\text{пр}} A_d C_k) \left[1 - \frac{1}{\left(1 + \theta \frac{C_k}{C_k - 1} \bar{\lambda} L_k\right)^2} \right]. \quad (62)$$

Сопоставим теперь результаты расчета коэффициента расхода по формулам (59) — (62) с экспериментальными данными. Так как

в настоящее время отсутствуют данные о величине λ_b , то в первом приближении примем $\lambda_b = \lambda_k$, т. е. $\bar{\lambda} = 1$, хотя при этом значение коэффициента трения несколько завышено.

Указанное сопоставление приведено на рис. 33, на котором показана зависимость относительного коэффициента расхода $\bar{\mu} = \mu_L / \mu$ (μ_L, μ — коэффициенты расхода форсунки соответственно с длинной и короткой камерой закручивания) от комплекса θ . Как видим, теоретическая зависимость удовлетворительно согласуется с экспериментальной.

Остановимся теперь на особенностях течения вязкой жидкости в сопле, имеющем большую длину цилиндрической части, намного превышающую длину начального участка сопла ($l_c \gg l_n$).

Как было показано, расход жидкости через форсунку определяется параметрами потока в критическом сечении сопла и не зависит, следовательно, от его длины. По мере увеличения длины цилиндрической части сопла вследствие трения жидкости о его стенки уменьшается тангенциальная составляющая скорости потока и снижается величина корневого угла факела распыливания.

Определим зависимость угла факела от длины сопла. Измерения радиуса воздушного вихря r_m в форсунке с длинным соплом показали, что при $l_c > l_n$ величина $r_m = \text{const}$, за исключением небольшого участка,

примыкающего непосредственно к выходному сечению сопла. Поэтому будем считать, что радиус вихря и осевая составляющая скорости по длине сопла не изменяются.

Выделим заключенное между стенкой сопла и воздушным вихрем кольцо длиной dl . Если пренебречь поступательной составляющей скорости и принять, что для выделенного элемента момент количества движения единицы объема M не зависит от радиуса, то, повторив вывод, приведенный для основного потока в форсунке с длинной камерой закручивания, получим

$$\frac{dM}{M^2} = - \frac{\lambda_c}{4} \frac{\pi}{Q} dl,$$

где λ_c — коэффициент трения в сопле форсунки.

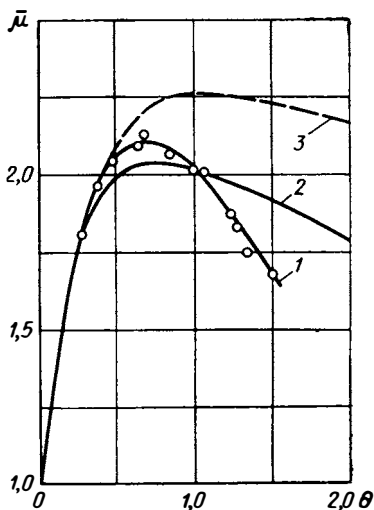


Рис. 33. Зависимость $\bar{\mu} = f(\theta)$ при $A_d = 5,12$; $L_k = 5,0$; $C_k = 5,0$: 1 — экспериментальная; 2 — расчетная при $\Delta_L \neq 0$; 3 — расчетная при $\Delta_L = 0$

Интегрируя левую часть этого уравнения в пределах от M_5 до M_6 , а правую часть от 0 до l_c , находим¹

$$M_6 = \frac{M_5}{1 + \frac{\lambda_c \pi}{4Q} l_c M_5}, \quad (63)$$

где M_5, M_6 — моменты количества движения единицы объема жидкости соответственно в сечениях 5—5 и 6—6 (см. рис. 29).

Момент количества движения в сечении 5—5

$$M_5 = \mu_\theta A_3 r_c \sqrt{\frac{2p_5}{\rho_1}},$$

где p_5 — полный напор в этом сечении.

Выразив p_5 через полный напор перед форсункой p_T , получим

$$M_5 = \mu_\theta A_3 r_c \sqrt{1 - \Delta_\Sigma \mu_\theta^2} \sqrt{\frac{2p_T}{\rho_1}}.$$

Тогда, подставив значение M_5 в уравнение (63) и сделав преобразования, получим (объемный расход $Q = \pi r_c^2 \mu_\theta \sqrt{2 \frac{p_T}{\rho_1}}$)

$$M_6 = \frac{M_5}{K},$$

где

$$K = 1 + 0,5 \lambda_c \bar{l}_c A_3 \sqrt{1 - \Delta_\Sigma \mu_\theta^2};$$

$\bar{l}_c = l_c / r_c$ — безразмерная длина сопла.

С учетом полученных выражений для момента количества движения найдем тангенциальную u и поступательную w составляющие скорости в сечении 6—6 (см. рис. 29):

$$u_6 = \frac{M_6}{r} = \frac{M_5}{Kr} = \frac{\mu_\theta A_3 r_c}{Kr} \sqrt{2 \frac{p_5}{\rho_1}};$$

$$w_6 = \sqrt{2 \frac{p_5}{\rho_1} - u_6^2} = \sqrt{1 - \frac{\mu_\theta^2 A_3^2 r_c^2}{K^2 r^2}} \sqrt{\frac{2p_5}{\rho_1}}.$$

Далее, следуя методике, изложенной в начале главы, находим значения \bar{u}_6 и \bar{w}_6 на среднем радиусе \bar{r} и определяем угол факела с учетом перехода избыточного давления в скоростной напор на срезе сопла:

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha}{2} = \frac{\bar{u}_6}{\bar{w}_6} = \frac{2\mu_\theta A_3}{\sqrt{K^2 (1+s)^2 - 4\mu_\theta^2 A_3^2}}.$$

¹ Для сопла с большой длиной можно пренебречь длиной докритического участка.

Коэффициент трения λ_c можно определить на основе обработки экспериментальных значений корневого угла факела, полученных при испытаниях форсунок с короткой камерой закручивания и переменной длиной цилиндрической части сопла.

Экспериментальная зависимость $\lambda_c = f(Re_n)$ представлена на рис. 34 (число Рейнольдса определяется соотношением $Re_n =$

$$= \frac{d_c \sqrt{\frac{2p_T}{\rho_1}}}{v}$$
 . Для сравнения на том же рисунке представлена зависимость коэффициента трения в короткой камере закручи-

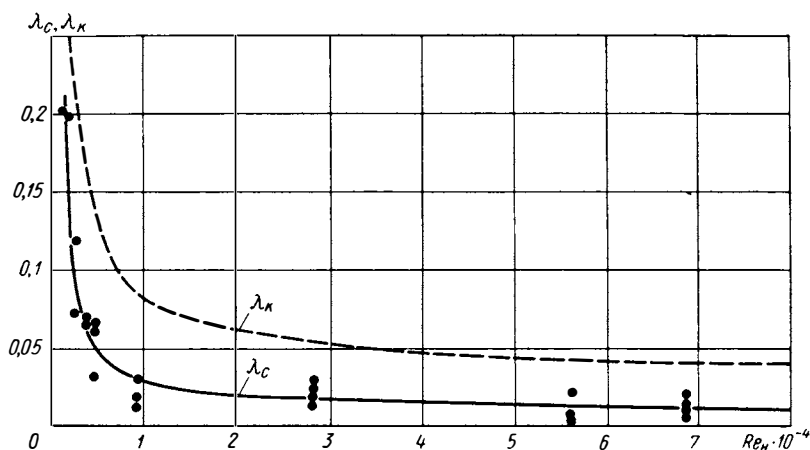


Рис. 34. Экспериментальные зависимости λ_c и λ_k от Re_n

вания от Re_n . Как видим, при одинаковых значениях числа Рейнольдса $\lambda_c < \lambda_k$. Это объясняется тем, что в камере закручивания пограничный слой образуется в условиях поперечного градиента давления и возникновения в нем радиальных токов, чего не происходит в цилиндрической части сопла.

Полученные экспериментальные значения коэффициента λ_c хорошо согласуются со значениями коэффициента трения в цилиндрической трубе при течении в ней жидкости, вращающейся по закону свободного вихря [31].

§ 6. ВЫБОР РАЦИОНАЛЬНЫХ РАЗМЕРОВ РАСПЫЛИТЕЛЯ И РАСЧЕТ ПРОСТЫХ ФОРСУНОК

Центробежная форсунка при заданном корневом угле факела и выбранном давлении подачи должна обеспечить требуемый расход жидкости. Желательно также свести к минимуму потери энергии, так как с их ростом снижается скорость истечения жидкости из форсунки и ухудшается качество распыливания.

При создании центробежных форсунок с небольшим коэффициентом расхода в отличие от форсунок с большим коэффициентом расхода и малым корневым углом факела ($60\text{--}70^\circ$) возникают определенные трудности (в особенности при малых расходах вязкой жидкости), связанные в основном с влиянием трения на гидравлические параметры. Как было показано, влияние трения определяется величиной комплекса θ : чем меньше θ , тем слабее влияние вязкости жидкости на гидравлику центробежной форсунки, поэтому следует конструировать распылитель форсунки так, чтобы комплекс θ был невелик. Для жидкостей относительно малой вязкости (бензин, керосин, вода) это требование выполняется, если характеристика $1,25 \leq C_c \leq 5$. При этом чем больше заданное значение угла факела, тем меньшую величину C следует выбирать.

С увеличением высоты камеры закручивания уменьшается корневой угол факела и увеличивается коэффициент расхода, поэтому при проектировании высоту камеры следует выбирать близкой к диаметру входных отверстий (для прямоугольных каналов — к высоте канала). По технологическим соображениям она, однако, должна несколько превышать диаметр входных отверстий, так чтобы $\bar{L}_k = L_k/D_k \leq 0,5$.

Сопло форсунки должно быть коротким: увеличение длины сопла нежелательно, так как это приводит к снижению корневого угла факела. Относительную длину цилиндрической части сопла ($\bar{l}_c = l_c/d_c$) рекомендуется выбирать в диапазоне $0,25 \leq \bar{l}_c \leq 1,0$. Чем больше заданное значение корневого угла факела, тем меньше должна быть величина \bar{l}_c .

Угол конуса на входе в сопло рекомендуется выполнять в пределах от 60 до 120° . Меньшие значения угла конуса выбирать нецелесообразно, так как при этом увеличивается коэффициент расхода, уменьшается корневой угол факела и усложняется технология изготовления. При больших значениях угла конуса получается слишком резкий поворот потока при переходе из камеры закручивания в сопло и затрудняется обработка входной кромки соплового отверстия.

Если входные каналы имеют недостаточную длину, то поток не успевает принять тангенциальное направление и отклоняется к оси камеры закручивания, в результате уменьшается корневой угол факела и растет коэффициент расхода. Поэтому длина входных каналов должна быть не меньше полутора калибров¹. Однако она не должна превышать трех-четырех калибров, так как при чрезмерном удлинении канала возрастают потери на трение и увеличиваются габариты форсунки.

¹ Длина прямоугольного канала в калибрах равна отношению длины канала к его ширине.

При изменении числа входных каналов с постоянной их суммарной площадью почти не меняются гидравлические параметры форсунки. Для закрытых форсунок достаточно двух-трех каналов для получения симметричного факела с равномерным распределением топлива вокруг оси. При увеличении числа каналов не наблюдается существенного улучшения равномерности распределения топлива в факеле, но значительно усложняется изготовление форсунки и снижается точность, поэтому при проектировании центробежных форсунок число входных каналов следует выбирать в пределах от двух до четырех.

Потери энергии во входных каналах существенно сказываются при большом раскрытии сопла форсунки (малых значениях C_c), поэтому следует выбирать величину $C_c \geq 1,25$. Это целесообразно потому, что одновременно улучшается равномерность распределения жидкости по окружности в факеле распыливания.

Кроме потерь энергии во входных каналах, камере закручивания и сопле, в форсунке имеют место потери при течении в корпусе, при повороте потока (в форсунках с завихрителем) и др. Эти потери существенно зависят от конструкции форсунки; определить их в общем случае затруднительно. Исследованию потерь напора в центробежных форсунках различной конструкции посвящен ряд работ [32—36].

Приведенные выше рекомендации по выбору рациональных размеров распылителя относятся прежде всего к форсункам авиационных газотурбинных двигателей.

Гидравлический расчет простой центробежной форсунки состоит в определении размеров сопла, камеры закручивания и входных каналов. Исходными данными являются корневой угол факела, секундный расход, давление перед форсункой, плотность и коэффициент вязкости жидкости.

Предлагаемая методика расчета пригодна для форсунок, основные конструктивные характеристики которых выбраны в соответствии с приведенными ранее рекомендациями. Расчет ведется методом последовательных приближений.

В соответствии с указанными рекомендациями выбираем значения C_c , n и ψ . Для встречающегося в практике диапазона изменения комплекса θ величина $1,0 \geq \bar{\alpha} \geq 0,7$ (см. рис. 31). В расчете первого приближения принимаем среднее значение $\alpha_0 = 0,85$. Тогда по заданному значению корневого угла факела распыливания определим $\alpha_1 = \alpha_0/0,85$, по которому с помощью графика $\alpha = f(A)$ (см. рис. 17) находим значение характеристики $A_{д1}$ и по графику $\mu = f(A)$ (см. рис. 17) — коэффициент расхода μ_1 , соответствующий значению $A_{д1}$ *.

* При выполнении конкретных расчетов графики (см. рис. 17) следует построить в большом масштабе, используя уравнения (8)—(10), (15).

По данным значениям расхода G , перепада давления Δp_Φ , плотности ρ_1 и найденному значению μ_1 рассчитываем диаметр сопла форсунки:

$$d_{c1} = \sqrt{\frac{4G}{\pi\mu_1 V^2 \rho_1 \Delta p_\Phi}}.$$

По выбранному значению C_c и найденной величине r_{c1} находим величину плеча закручивания $R_1 = C_c r_{c1}$. По значениям $A_{д1}$, d_{c1} , R_1 и выбранному числу входных каналов n рассчитываем диаметр этих каналов

$$d_{вх1} = 2 \sqrt{\frac{R_1 r_{c1}}{\epsilon_0 n A_{д1}}},$$

где выбираем значение коэффициента деформации входной струи, например $\epsilon_0 = 0,8$ (см. рис. 24).

Находим критерий Рейнольдса

$$Re_{вх1} = \frac{4G}{\rho_1 v \pi d_{вх1} V n}.$$

По графику $\lambda_k = f(Re_{вх})$ (см. рис. 28) определяем значение коэффициента трения $\lambda_{к1}$ и находим величину эквивалентной характеристики форсунки

$$A_{э1} = \frac{A_{д1}}{1 + \theta_1},$$

где $\theta_1 = 0,5\lambda_{к1}A_{д1}(C_k - 1)$; $C_{к1} = C_c + r_{вх1}/r_{c1}$.

По графикам $\mu, \alpha = f(A)$ (см. рис. 17) определяем величины $\mu_{\theta1}$ и $\alpha_{\theta1}$, соответствующие значению $A_{э1}$. Находим величину расчетного корневого угла факела распыливания первого приближения $\alpha_{р1} = \bar{\alpha}_1 \alpha_{\theta1}$. Значение $\bar{\alpha}_1$, соответствующее θ_1 , определяется по графику $\alpha = f(\theta)$ (см. рис. 31).

Коэффициент потерь энергии в форсунке $\Delta_\Sigma = \Delta_{вх1} + \Delta_{к1} + \Delta_{с1}$. Члены этого выражения определяем по формулам (29), (42) и (56).

При этом коэффициент сопротивления входных каналов $\xi_{вх1}$ определяем по графику $\xi_{вх} = f(Re_{вх})$, приведенному на рис. 21, а коэффициент сопротивления сопла ξ_c определяем линейной интерполяцией или экстраполяцией данных, приведенных в § 5, для выбранного значения угла конуса на входе в сопло ψ (коэффициент заполнения сопла φ_c определяем по графику $\varphi_c = f(A)$, см. рис. 17, для значения $A = A_{э1}$).

Находим величину расчетного коэффициента расхода первого приближения:

$$\mu_{р1} = \frac{\mu_{\theta1}}{\sqrt{1 + \Delta_{\Sigma1} \mu_{\theta1}^2}}.$$

По величине $B_1 = R_1/r_{\text{вх}1}$ и по графику $\varepsilon = f(1/B)$ (см. рис. 24) определяем значение коэффициента деформации входной струи ε_1 . Сравниваем полученные значения $\alpha_{\text{р}1}$, $\mu_{\text{р}1}$ и ε_1 со значениями α_0 , μ_1 и ε_0 (основное внимание обращаем на совпадение значений $\mu_{\text{р}1}$ и μ_1). Если расхождение превышает допустимое, то выполняем расчет второго приближения.

По заданному значению корневого угла факела распыливания α_0 и найденному в расчете первого приближения значению $\bar{\alpha}_1$ рассчитываем значение $\alpha_2 = \alpha_0/\bar{\alpha}_1$, по которому с помощью графика $\alpha, \mu = f(A)$ (см. рис. 17) находим значения $A_{\text{д}2}$ и μ_2 , соответствующее $A_{\text{д}2}$. Значение μ'_2 рассчитываем с учетом определенного выше коэффициента потерь энергии $\Delta_{\Sigma 1}$:

$$\mu'_2 = \frac{\mu_2}{\sqrt{1 + \Delta_{\Sigma 1} \mu_2^2}}.$$

Диаметр сопла форсунки

$$d_{\text{с}2} = \sqrt{\frac{4G}{\pi \mu'_2 \sqrt{2\rho_1 \Delta p_{\text{ф}}}}}.$$

Определяем величину плеча закручивания по ранее выбранному значению C : $R_2 = Cr_{\text{с}2}$. Рассчитываем диаметр входных каналов:

$$d_{\text{вх}2} = 2 \sqrt{\frac{R_2 r_{\text{с}2}}{\varepsilon_1 n A_{\text{д}2}} - \frac{\lambda_{\text{к}1}}{2} \frac{R_2 r_{\text{с}2}}{\varepsilon_1 n} (C_{\text{к}1} - 1)},$$

где n выбрано ранее, а ε_1 , $\lambda_{\text{к}1}$ и $C_{\text{к}1}$ определены в расчете первого приближения.

Находим величину критерия Рейнольдса:

$$\text{Re}_{\text{вх}2} = \frac{4G}{\rho_1 \nu \pi d_{\text{вх}2} \sqrt{n}};$$

по графику $\lambda_{\text{к}} = f(\text{Re}_{\text{вх}})$ определяем значение коэффициента трения $\lambda_{\text{к}2}$ (см. рис. 28). Далее находим эквивалентную характеристику форсунки:

$$A_{\text{э}2} = \frac{R_2 r_{\text{с}2}}{\varepsilon_1 n r_{\text{вх}2}^2 (1 + \theta_2)},$$

где

$$\theta_2 = \frac{\lambda_{\text{к}2}}{2} \frac{R_2 r_{\text{с}2}}{\varepsilon_1 n r_{\text{вх}2}^2} (C_{\text{к}2} - 1); \quad C_{\text{к}2} = C + \frac{r_{\text{вх}2}}{r_{\text{с}2}},$$

и по графикам $\mu, \alpha = f(A)$ (см. рис. 17) определяем величины $\mu_{\theta 2}$ и $\alpha_{\theta 2}$, соответствующие значению $A_{\text{э}2}$.

Величину расчетного корневого угла факела распыливания второго приближения находим по формуле $\alpha_{\text{р}2} = \bar{\alpha}_2 \alpha_{\theta 2}$, значение α_2 определяем по графику $\bar{\alpha} = f(\theta)$ (см. рис. 31).

Аналогично расчету первого приближения находим коэффициент потерь энергии в форсунке $\Delta_{\Sigma 2}$ и величину расчетного коэффициента расхода второго приближения с учетом коэффициента потерь энергии $\Delta_{\Sigma 2}$

$$\mu_{p2} = \frac{\mu_{\theta 2}}{\sqrt{1 + \Delta_{\Sigma 2} \mu_{\theta 2}^2}}$$

По величине $B_2 = R_2/r_{\text{вх}2}$ по графику $\epsilon = f(1/B)$ определяем значение ϵ_2 (см. рис. 24).

Сравниваем полученные значения α_{p2} , μ_{p2} и ϵ_2 со значениями α_0 , μ'_2 и ϵ_1 . Если расхождение превышает допустимое, то выполняем расчет третьего и т. д. приближений аналогично расчету второго приближения. Обычно бывает достаточно двух-трех приближений. Если последовательные приближения сходятся плохо, то необходимо уменьшить выбранное значение степени раскрытия сопла C .

После того как найдены диаметр сопла d_c , плечо закручивания R и диаметр входных каналов $d_{\text{вх}}$, определяем остальные размеры распылителя. Находим диаметр камеры закручивания по формуле $D_k = 2(R + r_{\text{вх}})$ и прибавляем величину технологического допуска. Выбираем длины сопла l_c , входных каналов $l_{\text{вх}}$ и камеры закручивания L_k в соответствии с рекомендациями, данными в начале настоящего параграфа. На расчете форсунок с входными каналами не круглого сечения, а также с каналами, наклоненными к оси сопла, не останавливаемся, так как не возникает новых трудностей.

Рассмотренная выше методика, как показывает широкая практика ее применения, обеспечивает точность $\pm 10\%$. Так как методика расчета является полумпирической, то указанная точность, естественно, достигается внутри интервала изменения соотношения размеров распылителя и параметров течения жидкости, для которых она разработана.

Поясним расчет двумя примерами.

Пример 1. Рассчитать форсунку с корневым углом факела распыливания $\alpha_0 = 80^\circ$, расходом $G = 4$ г/с при $\Delta p_{\text{ф}} = 10^6$ Па = 10,2 кгс/см². Плотность топлива $\rho_1 = 805$ кг/м³, коэффициент кинематической вязкости топлива $\nu = 2 \cdot 10^{-6}$ м²/с.

Выбираем $C = 3,0$; $n = 2$; $\psi = 90^\circ$. Находим значение $\alpha_1 = \alpha_0/0,85 = 94^\circ$. Этому значению α_1 соответствует $A_{d1} = 3,15$ и $\mu = 0,21$.

Диаметр сопла $d_{c1} = 0,78$ мм; определяем величину плеча закручивания $R_1 = 3 \cdot 0,78/2 = 1,17$ мм. Задавшись значением $\epsilon_0 = 0,80$, рассчитываем диаметр входных каналов $d_{\text{вх}1} = 0,602$ мм. Критерий Рейнольдса $Re_{\text{вх}1} = 3,7 \cdot 10^3$; по графику (см. рис. 28) определяем $\lambda_{k1} = 0,062$. Далее находим $C_{k1} = 3,77$ и величину комплекса $\theta_1 = 0,27$.

Определяем эквивалентную характеристику $A_{\Sigma 1} = \frac{3,15}{1+0,27} = 2,48$ и по графику (см. рис. 17) — величины $\mu_{\theta 1} = 0,25$ и $\alpha_{\theta 1} = 87^\circ$. По графику (см. рис. 31) находим $\alpha_1 = 0,87$, соответствующее значению $\theta_1 = 0,27$, и далее — расчетный угол факела распыливания $\alpha_{p1} = 0,87 \cdot 87 = 76^\circ$.

Коэффициент потерь во входных каналах $\Delta_{\text{вх}1} = 0,687$ при $\xi_{\text{вх}1} = 0,96$, определенном по рис. 21 для значения $\text{Re}_{\text{вх}1} = 2,62 \cdot 10^3$. Находим коэффициент потерь в камере закручивания $\Delta_{\text{к}1} = 0,86$ и коэффициент потерь в сопле $\Delta_{\text{с}1} = 0,64$ при $\xi_{\text{с}} = 0,11$, соответствующем $\psi = 90^\circ$. Суммарный коэффициент потерь энергии $\Delta_{\Sigma 1} = 2,187$.

Расчетный коэффициент расхода форсунки $\mu_{\text{р}1} = 0,234$. Находим $B_1 = 3,9$ и по рис. 24 определяем значение $\epsilon_1 = 0,78$.

В результате имеем: $\alpha_0/\alpha_{\text{р}1} = 1,05$; $\mu_1/\mu_{\text{р}1} = 0,9$; $\epsilon_0/\epsilon_1 = 1,025$.

Так как расхождение между величинами $\mu_{\text{р}1}$ и μ_1 превышает допустимое, то необходимо выполнить расчет второго приближения.

Находим $\alpha_2 = 80/0,87 = 92^\circ$. Этому значению α_2 соответствует $A_{\text{д}2} = 2,95$ и $\mu_2 = 0,22$. С учетом потерь энергии значение $\mu_2' = 0,209$. Определяем диаметр сопла форсунки $d_{\text{с}2} = 0,78$ мм и плечо закручивания $R_2 = 1,17$ мм. Рассчитываем диаметр входных каналов $d_{\text{вх}2} = 0,544$ мм. По критерию Рейнольдса $\text{Re}_{\text{вх}2} = 4,1 \cdot 10^3$ определяем $\lambda_{\text{к}2} = 0,058$. Находим характеристику $C_{\text{к}2} = 3,70$ и величину комплекса $\theta_2 = 0,308$. Рассчитываем значение эквивалентной характеристики $A_{\Sigma 2} = 3,02$ и по графикам определяем величины $\mu_{\theta 2} = 0,215$ и $\alpha_{\theta 2} = 93^\circ$. По рис. 31 определяем $\alpha_2 = 0,86$ и находим $\alpha_{\text{р}2} = 80^\circ$.

Рассчитываем коэффициенты потерь: во входных отверстиях $\Delta_{\text{вх}2} = 1,01$ (при $\xi_{\text{вх}2} = 0,95$, что соответствует $\text{Re}_{\text{вх}2} = 2,9 \cdot 10^3$); в камере закручивания $\Delta_{\text{к}2} = 0,70$; в сопле $\Delta_{\text{с}2} = 0,57$. Отсюда $\Delta_{\Sigma 2} = 2,28$.

Расчетный коэффициент расхода $\mu_{\text{р}2} = 0,204$. Находим $B_2 = 4,3$ и по графику определяем $\epsilon_2 = 0,785$.

В результате имеем: $\alpha_0/\alpha_{\text{р}2} = 1,0$; $\mu_2'/\mu_{\text{р}2} = 1,025$; $\epsilon_1/\epsilon_2 = 0,99$.

Как видим, расчетом второго приближения можно ограничиться и выбрать остальные размеры распылителя в соответствии с данными рекомендациями.

Пример 2. Рассчитать форсунку с корневым углом факела распыливания $\alpha_0 = 105^\circ$, расходом $G = 100$ г/с при $\Delta p_{\text{ф}} = 6 \cdot 10^6$ Па = 61,2 кгс/см². Плотность топлива $\rho_1 = 805$ кг/м³, коэффициент кинематической вязкости топлива $\nu = 2 \cdot 10^{-6}$ м²/с.

Выбираем $C = 1,5$; $n = 4$; $\psi = 90^\circ$. При $\bar{\alpha}_0 = 0,85$ находим $\alpha_1 = 123,5^\circ$; $A_{\text{д}1} = 14,3$; $\mu_1 = 0,061$. Рассчитываем диаметр сопла форсунки $d_{\text{с}1} = 4,6$ мм. Находим плечо закручивания $R_1 = 3,45$ мм и $d_{\text{вх}1} = 0,83$ мм (при $\epsilon_0 = 0,80$). При критерии Рейнольдса $\text{Re}_{\text{вх}1} = 4,75 \cdot 10^4$ определяем $\lambda_{\text{к}1} = 0,024$.

Теперь определяем величины комплекса $\theta_1 = 0,117$ (при $C_{\text{к}1} = 1,68$), эквивалентной характеристики $A_{\Sigma 1} = 12,8$; $\mu_{\theta 1} = 0,068$; $\alpha_{\theta 1} = 121,5^\circ$. Находим $\bar{\alpha}_1 = 0,93$ и расчетный угол факела распыливания $\alpha_{\text{р}1} = 113^\circ$. Рассчитываем коэффициенты потерь энергии: $\Delta_{\text{вх}1} = 44,8$ (при $\text{Re}_{\text{вх}1} = 2,37 \cdot 10^4$ и $\xi_{\text{вх}1} = 0,76$); $\Delta_{\text{к}1} = 23,5$; $\Delta_{\text{с}1} = 3,6$ (при $\xi_{\text{с}} = 0,11$) и $\Delta_{\Sigma 1} = 71,9$. Находим расчетный коэффициент расхода $\mu_{\text{р}1} = 0,059$; $B_1 = 8,3$ и $\epsilon_1 = 0,83$.

В результате имеем: $\alpha_0/\alpha_{\text{р}1} = 0,93$; $\mu_1/\mu_{\text{р}1} = 1,035$; $\epsilon_0/\epsilon_1 = 0,96$.

Расхождение в значениях коэффициента расхода лежит в допустимых пределах и расчетом первого приближения можно ограничиться. Если требуется большая точность в значении угла факела, то следует выполнить расчет второго приближения.

Необходимо отметить, что быстрая сходимость расчета в примере 2 связана с правильным выбором характеристики C_c и малым значением коэффициента трения (большое значение критерия Рейнольдса).

В ряде случаев при эксплуатации центробежных форсунок (например, в газотурбинных двигателях) предъявляются повышенные требования к точности совпадения их расходных характеристик. Исходя из этих требований можно найти, с какими допусками должны быть выполнены размеры распылителя, обеспечивающего заданную точность расходных характеристик [19, 37, 38] (см. приложение 1).

§ 7. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ РАСПЫЛЕННОЙ ЖИДКОСТИ В ФАКЕЛЕ¹

В отличие от струйной форсунки, у которой максимальный удельный поток жидкости достигается на оси факела, а при увеличении расстояния от оси монотонно убывает, в центробежной форсунке удельный поток на оси мал и по мере удаления от оси сначала возрастает, а затем, достигнув максимума, постепенно убывает.

На рис. 35 показаны поля удельных потоков для центробежной форсунки при различных перепадах давления Δp (рис. 35, а) и различных расстояниях от сопла форсунки H (рис. 35, б).

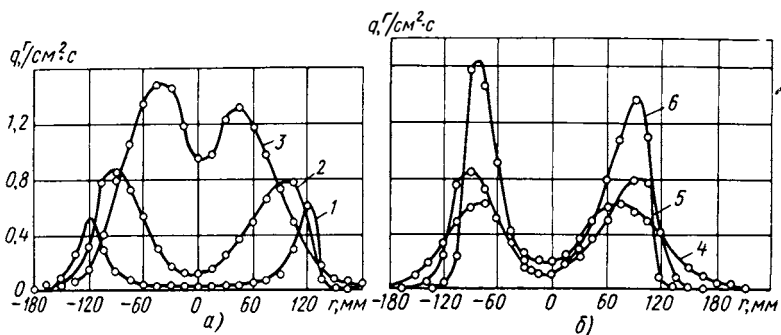


Рис. 35. Поля удельных потоков распыленной жидкости для центробежной форсунки: а — при различных перепадах давления на форсунке ($H = 150$ мм); б — при различных расстояниях от сопла ($\Delta p = 4 \cdot 10^4$ кПа); 1) $\Delta p = 5 \cdot 10^3$ кПа; 2) $\Delta p = 2 \cdot 10^4$ кПа; 3) $\Delta p = 4 \cdot 10^4$ кПа; 4) $H = 200$ мм; 5) $H = 150$ мм; 6) $H = 120$ мм

При малых значениях скорости истечения (малых перепадах давления) форма факела близка к конической. С увеличением скорости истечения уже на сравнительно небольших расстояниях от сопла факел начинает сжиматься и его форма приближается к цилиндрической.

Причина сжатия факела состоит в следующем: во время движения капли эжектируют газ так, что внутри факела образуется разрежение; под действием перепада давления внутрь факела устремляется газ из окружающего пространства, вследствие чего и происходит отклонение капель от их первоначального направления к оси и его сжатие. Однако, если корневой угол превышает $100\text{--}110^\circ$, то сжатие факела отсутствует, так как улучшаются условия эжектирования газа во внутренней области факела.

Развитие факела, следовательно, существенным образом зависит от условий эжектирования окружающего факел газа. Изменяя условия, можно искусственно видоизменять форму факела. Так, например, если поместить факел внутри твердой конической оболочки, имеющей угол при вершине, лишь немного превышающий

¹ В написании настоящего параграфа принимала участие Н. П. Сточек.

корневой угол факела, и препятствующей доступу газа из окружающего пространства, то факел не только не будет сжиматься, но, наоборот, будет прижиматься (подсасываться) к внутренней поверхности оболочки.

Таким образом, распределение жидкости по радиусу факела центробежной форсунки при впрыскивании в неподвижную среду с давлением, равным атмосферному, зависит от трех параметров: перепада давления на форсунке, корневого угла факела и расстояния между рассматриваемым сечением факела и соплом форсунки ¹.

В ряде случаев интерес представляет не столько поле удельных потоков, сколько окружная равномерность распределения жидкости в факеле распыливания, характеризующая конструкцию и качество изготовления распылителя форсунки. Если форсунку применяют для распыливания топлива в камерах сгорания, то к окружной равномерности распределения жидкости обычно предъявляют достаточно жесткие требования.

Для измерения окружной равномерности распределения жидкости в факеле применяют так называемый секторный сборник, представляющий собой сосуд, разделенный на ряд секторов, устанавливаемый на некотором расстоянии от среза сопла форсунки соосно с ним [19, 38]. По результатам измерения количества жидкости, поступившей в каждый из секторов сборника, можно построить диаграмму распределения жидкости по окружности факела. Пример таких диаграмм приведен на рис. 36 для 12-секторного сборника [q_i — отношение количества жидкости, поступившей в данный сектор, к среднему количеству жидкости в секторе].

В качестве количественной характеристики окружной равномерности распределения жидкости в факеле распыливания обычно применяют коэффициент неравномерности

$$K = \frac{Q_{\max} - Q_{\min}}{Q_{\text{ср}}} 100,$$

где Q_{\max} , Q_{\min} , $Q_{\text{ср}}$ — соответственно максимальный, минимальный и средний объемы жидкости в секторе.

Коэффициент неравномерности распределения зависит не только от параметров форсунки, но и от давления подачи, числа секторов в сборнике и взаимного расположения форсунки и сборника. Как показали исследования, для получения сопоставимых данных об окружной равномерности распределения жидкости в факеле следует применять 12-секторный сборник, установленный на расстоянии 50 мм от среза сопла форсунки при давлении подачи $p_{\tau} \leq 7 \cdot 10^6$ Па.

¹ При впрыскивании в газовый поток (в настоящей книге этот случай не рассматривается) на распределение жидкости, кроме того, существенное влияние оказывает скорость потока и плотность газа [39].

Основными причинами неравномерного распределения жидкости вокруг оси факела являются различные асимметрии распылителя, связанные с его конструкцией (конечное число входных каналов), или качеством его изготовления (эксцентриситет сопла по отношению камеры закручивания, различие в размерах входных каналов, наличие рисок или заусенцев). Как бы совершенна ни была конструкция форсунки, если она изготовлена плохо, то

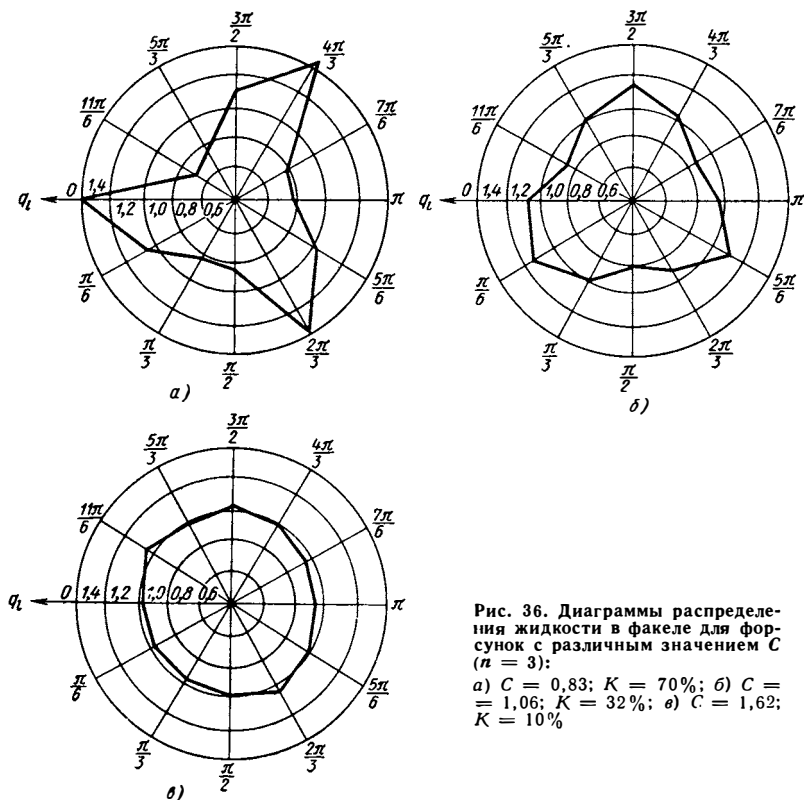


Рис. 36. Диаграммы распределения жидкости в факеле для форсунок с различным значением C ($n = 3$):
 а) $C = 0,83$; $K = 70\%$; б) $C = 1,06$; $K = 32\%$; в) $C = 1,62$; $K = 10\%$

равномерность окружного распределения жидкости будет неудовлетворительной, так же как самым тщательным образом выполненная форсунка не обеспечит хорошей равномерности, если она сконструирована неправильно.

При конечном числе входных каналов жидкая пленка в сопле форсунки всегда, в принципе, имеет неодинаковую толщину, и, следовательно, распределение жидкости в факеле распыливания будет неравномерным. Особенно четко указанная закономерность проявляется для форсунок с большой степенью раскрытия сопла, что видно из рис. 36, на котором представлены результаты испытаний форсунки с тремя входными каналами и различным значением характеристики $C_c = R/r_c$. Чем более раскрытой является

форсунка, т. е. чем меньше величина C_c , тем ярче выражена окружная неравномерность распределения жидкости при одинаковом числе входных каналов и тем больше значение коэффициента неравномерности.

Неравномерность толщины пленки в сопле форсунки и, следовательно, неравномерность распределения жидкости в факеле распыливания существенным образом зависит от геометрической характеристики форсунки. Чем больше геометрическая характеристика, тем меньше коэффициент заполнения сопла φ_c и тоньше пленка жидкости [$\Delta = r_c - r_m = r_c(1 - \sqrt{1 - \varphi_c})$] и тем сильнее влияет конечное число входных каналов на равномерность распределения жидкости в факеле. С увеличением числа входных каналов равномерность окружного распределения жидкости (при $C_c = \text{const}$ и $\varphi_c = \text{const}$) улучшается.

Некоторое влияние на равномерность распределения оказывает также длина камеры закручивания: чем длиннее камера, тем большее расстояние проходят струи жидкости до входа в сопло и тем меньше неравномерность распределения.

Таким образом, коэффициент неравномерности зависит от степени раскрытия сопла C_c , числа входных каналов n , коэффициента заполнения сопла φ_c и относительной длины камеры закручивания L_k/D_k .

Экспериментальные зависимости $K = f(C_c)$ для форсунок с различным числом входных каналов и короткой камерой закручивания ($L_k/D_k \leq 0,3$) при $\varphi_c = 0,2$ представлены на рис. 37, причем каждая кривая проведена не менее чем по 25 экспериментальным точкам. Как видим, для каждого значения n существует такое значение $C_c = C_c^*$, что при $C_c > C_c^*$ коэффициент неравномерности уже не зависит от C_c , и $K = 10\%$. Этот среднестатистический уровень неравномерности для форсунки без грубых технических дефектов определяется, по-видимому, неизбежными случайными отклонениями в размерах распылителя. С увеличением числа входных каналов при данном φ_c величина C_c^* уменьшается.

Зависимость коэффициента окружной неравномерности от определяющих параметров для форсунки, выполненной без технологических дефектов, включая форсунки с длинной камерой закручивания, можно представить следующей эмпирической формулой:

$$K = \frac{23,7}{c^{2,7} n^{1,34} \varphi_c^{1,1} \left(\frac{L_k}{D_k}\right)^{0,15}},$$

где $K \geq 10\%$.

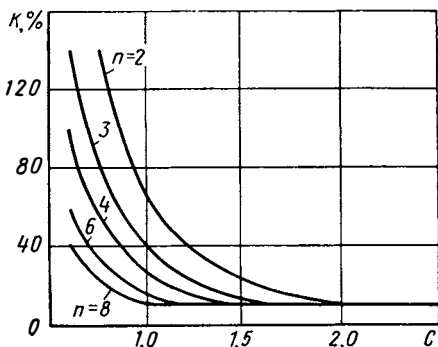


Рис. 37. Зависимость коэффициента неравномерности K от C_c для форсунок с различным числом входных каналов n

Коэффициент неравномерности существенно зависит от степени раскрытия сопла C_c , слабее — от числа входных каналов и коэффициента заполнения сопла и незначительно — от длины камеры закручивания.

Как уже указывалось, равномерность распределения жидкости в факеле распыливания центробежной форсунки зависит от качества изготовления ее распылителя. Особенно влияние дефектов изготовления проявляется в так называемых закрытых форсунках. Именно дефекты определяют повышенное значение коэффициента неравномерности (обычно $K = 10\%$).

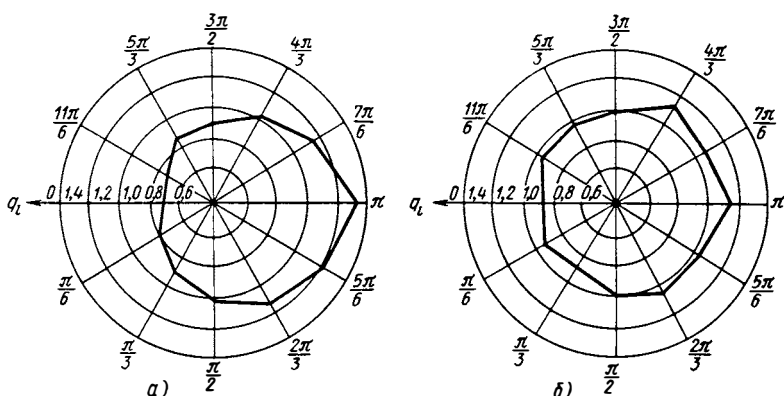


Рис. 38. Диаграммы распределения жидкости в факеле для форсунок с различным эксцентриситетом сопла относительно камеры закручивания ($A = 10, 5$):

а) $\bar{\epsilon} = 1,23$; б) $\bar{\epsilon} = 0,04$

Наиболее часто встречаются дефекты в виде рисок и забоин в сопле форсунки и заусенцев во входных каналах. Они вызывают заметную неравномерность распределения жидкости в факеле с ярко выраженными максимумами и минимумами, произвольно расположенными по окружности диаграммы распределения. Дополнительная обработка сопла, в особенности его выходной кромки (шлифовка, притирка, полировка), позволяет устранить имеющиеся дефекты, что существенно улучшает равномерность распределения жидкости в факеле распыливания.

Неравномерность распределения жидкости в факеле появляется также при эксцентриситете между соплом и камерой закручивания или различных величине плеча закручивания и площади сечения отдельных входных каналов. С нарушением симметрии течения жидкости в форсунке происходит одностороннее утолщение пленки в сопле, связанное со смещением оси газового вихря относительно оси сопла.

О наличии эксцентриситета между камерой закручивания и соплом форсунки можно судить по диаграмме распределения: вся диаграмма смещается относительно оси форсунки и при этом тем сильнее, чем больше величина эксцентриситета. В качестве

примера на рис. 38 приведены типичные диаграммы распределения для форсунок с различным эксцентриситетом и одинаковой геометрической характеристикой.

Для того чтобы найти связь между эксцентриситетом ϵ_0 и коэффициентом неравномерности распределения жидкости в факеле распыливания, в первом приближении предположим, что наличие эксцентриситета приводит к сдвигу оси газового вихря относительно оси сопла на величину, равную этому эксцентриситету (рис. 39). Очевидно, что при постоянной осевой составляющей скорости течения расход жидкости через различные зоны живого сечения потока в сопле пропорционален площади этих зон.

Если разделить сопло на 12 секторов (по числу секторов в сборнике), то в принятых допущениях коэффициент неравномерности распределения жидкости в факеле будет равен разности между максимальной и минимальной площадью живого сечения потока жидкости в секторах сопла, деленной на среднее значение этой площади.

Площадь живого сечения потока в секторе

$$\dot{f}_{12} = \frac{1}{2} \int_{\beta_1}^{\beta_2} r_c^2 d\beta - \frac{1}{2} \int_{\beta_1}^{\beta_2} r^2 d\beta. \quad (64)$$

Величину r легко выразить через эксцентриситет ϵ_0 и радиус вихря r_m :

$$r = \epsilon_0 \cos \beta + \sqrt{r_m^2 - \epsilon_0^2 \sin^2 \beta}.$$

Для малых значений ϵ_0 и β (вблизи горизонтального диаметра рис. 39) вторым членом подкоренного выражения можно пренебречь. Тогда

$$r = \epsilon_0 \cos \beta + r_m.$$

Подставляя это выражение в уравнение (64), находим площадь живого сечения потока в секторе, и далее после несложных преобразований получаем

$$K = \frac{103,5\bar{\epsilon}\sqrt{1-\varphi_c}}{0,523\varphi_c - 0,128\bar{\epsilon}^2}, \quad (65)$$

где $\bar{\epsilon} = 2\epsilon_0/r_c$ — относительное биение сопла¹.

¹ Так как на практике измеряется не эксцентриситет, а биение, то целесообразно ввести в формулу для K именно эту величину.

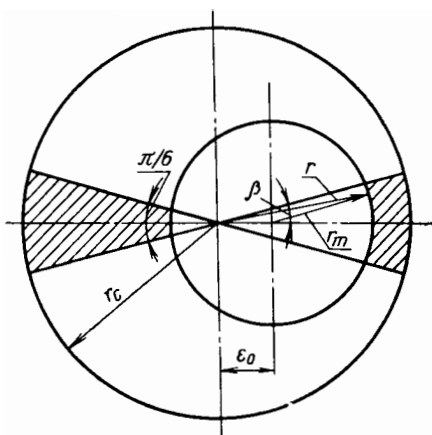


Рис. 39. Расчетная схема смещения газового вихря в сопле форсунки

В большинстве случаев $\varphi_c \geq 0,15$ и $\bar{\varepsilon} \leq 0,15$. При этом членом $0,128\bar{\varepsilon}^2$ в знаменателе уравнения (65), с погрешностью, не превышающей 3%, можно пренебречь. Тогда

$$K = \frac{198\bar{\varepsilon}\sqrt{1-\varphi_c}}{\varphi_c}. \quad (66)$$

При $\bar{\varepsilon} = \text{const}$ неравномерность распределения жидкости в факеле возрастает с уменьшением φ_c , т. е. с увеличением угла факела распыливания и уменьшением коэффициента расхода форсунки. В интервале $0,2 \leq \varphi_c \leq 0,5$ теоретическая зависимость K от φ_c в выражении (60) может быть аппроксимирована показательной функцией (более удобной для сопоставления с экспериментальными данными):

$$K = \frac{124,4\bar{\varepsilon}}{\varphi_c^{1,22}}. \quad (67)$$

Справедливость выражения (67) проверена значительным числом экспериментов. Зависимость между величинами K , $\bar{\varepsilon}$ и φ_c находили методом корреляционного анализа больших партий форсунок (50—150 шт.).

Рис. 40. Экспериментальная зависимость $K=f(\bar{\varepsilon})$ для форсунок с различными значениями φ_c

Форсунки каждой партии имели одинаковые размеры, т. е. одинаковые значения $\varphi_c = \text{const}$ (партии различались величиной $\varphi_c = 0,217 \div 0,488$) и различные значения $\bar{\varepsilon} = 0,01 \div 0,3$. Для всех партий форсунок имела место тесная корреляционная связь между K и $\bar{\varepsilon}$. Для каждой партии находились линии регрессии, изображенные на рис. 40. Как видим, линии регрессии представляют собой прямые линии, наклон которых зависит от значения φ_c . Линии регрессии не проходят через начало координат: при $\bar{\varepsilon} = 0$ коэффициент неравномерности $K \approx 10\%$, что соответствует среднестатистическому значению K для закрытой форсунки, не имеющей технологических дефектов.

В исследованном диапазоне изменения $\bar{\varepsilon}$ и φ_c зависимость $K = f(\bar{\varepsilon}, \varphi_c)$ может быть представлена в виде

$$K = \frac{49,43\bar{\varepsilon}}{\varphi_c^{1,25}} + 10. \quad (68)$$

Из сопоставления уравнений (67) и (68) следует, что показатели степени, полученные теоретически и экспериментально,

близки между собой, но экспериментальная кривая имеет более пологий характер. Последнее можно объяснить тем, что в действительности газовый вихрь смещается относительно сопла не на величину эксцентриситета, как было принято в расчете, а меньше.

Длина камеры закручивания заметно влияет на величину коэффициента неравномерности распределения для форсунок независимо от различий биения сопла. Чем длиннее камера, тем меньше эксцентриситет сопла сказывается на равномерности распределения жидкости в факеле распыливания. В общем случае зависимость (68), полученная при $L_k/D_k \ll 0,3$, принимает вид

$$K = \frac{34,6\bar{\epsilon}}{\varphi_c^{1,25} \left(\frac{L_k}{D_k} \right)^{0,5}} + 10. \quad (69)$$

Из выражений (68) и (69) следует, что чем меньше коэффициент расхода форсунки и больше корневой угол факела, тем труднее равномерно распределить жидкость вокруг оси факела и тем точнее нужно выдерживать соосность сопла и камеры закручивания. Чтобы свести к минимуму эксцентриситет сопла, целесообразно изготавливать распылитель форсунки в виде неразъемной детали.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Абрамович Г. Н.** Теория центробежной форсунки. — В кн.: Промышленная аэродинамика. М., изд-во БНТ ЦАГИ, 1944. 114 с.
2. **Абрамович Г. Н.** Прикладная газовая динамика. М., Гостехиздат, 1953. 736 с.
3. **Клячко Л. С.** Метод теоретического определения пропускной способности аппаратов с вращающимся осесимметричным течением жидкости. — В кн.: Теория и практика обеспыливающей вентиляции. Т. 5. М., Профиздат, 1952. 162 с.
4. **Taylor G.** The mechanism of swirl atomizers. Proc. 7—th Intern. Congr. for Applied Mechanics, London, 1948, vol. 2, p. 280—285.
5. **Vammert K.** Die Kern — Abmessungen in kreisenden Strömungen. — «Zeitschrift VDI», 1950, Bd. 92, N 28, S. 32—39.
6. **Кулагин Л. В.** Определение угла факела при истечении топлива из центробежных форсунок. Вестник НИИ жел. дор. транспорта, 1959, № 2, с. 136.
7. **Binnie A.** The passage of a perfect fluid through a critical cross—section of «throat». — «Proc. Roy. Soc. Ser. A.», 1949, vol. 197, № 1051, p. 632—639.
8. **Binnie A.** The theory of waves travelling on the core in swirling liquid. — «Proc. Soc. Ser. A.», 1951, vol. 205, № 1083, p. 530—540.
9. **Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В.** Теоретическая гидромеханика. Т. 1, М., Гостехиздат, 1955. 560 с.
10. **Новиков И. И.** Экспериментальное определение скорости распространения длинных центробежных волн, образующихся в поступательно-вращательном потоке жидкости. ДАН, т. 184, 1969, № 2, с. 313—314.
11. **Агроскин И. И., Дмитриев Г. Т., Пикалов Ф. И.** Гидравлика. Госэнергоиздат, М.—Л., 1954. 484 с.
12. **Feifel E.** Zyklonentstaubung. Forsch. Geb. d. Ingenieurwesens, 1938, Bd. 9, S. 183—186.
13. **Sänger E.** Theorie der Gemischaufbereitung in stationären Feuerungen. Brennstoff—Chemie, 1951, Bd. 32, № 1, 2, S. 1—12.

14. Талаквадзе В. В. Теория и расчет центробежной форсунки. — «Теплоэнергетика», 1961, № 2, с. 45—48.
15. Прахов А. М. Исследование и расчет центробежной форсунки. — В кн.: Автомат. регулир. авиадвигателей. Вып. I. М., Оборонгиз, 1959, 183 с.
16. Тихонов В. Б. К расчету центробежной форсунки. — «Изв. вузов. Авиационная техника», № 3, 1958, с. 95—104.
17. Гольдштик М. А., Леонтьев А. К., Палеев И. И. Аэродинамика вихревой камеры. — «Теплоэнергетика», № 2, 1961, с. 40—44.
18. Клячко Л. А. К теории центробежной форсунки. — «Теплоэнергетика», № 3, 1962, с. 34—38.
19. Распыливание жидкостей. М., «Машиностроение», 1967. 263 с. Авт.: Бородин В. А., Дитякин Ю. Ф., Клячко Л. А., Ягодкин В. И.
20. Новиков Б. В. Некоторые вопросы расчета центробежной форсунки. — «Теплоэнергетика», 1966, № 5, с. 81—83.
21. Карпухович Д. Т. О выборе наиболее выгодного диаметра камеры завихрения центробежной форсунки. — «Теплоэнергетика», 1960, № 11, с. 79—81.
22. Taylor G. The boundary layer in the converging nozzle of a swirl atomizer. — «Quart. Journ. of Mech. Appl. Mathem.», 1950, vol. 3, p. 129—139.
23. Weber H. E. The boundary layer on a conical surface due to swirl. — «Journ. of Appl. Mechan.», 1956, vol. 23, № 4, p. 587—592.
24. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1969. 742 с.
25. Doumas M., Laster R. Lugoid—film properties for centrifugal spray nozzles — «Chem. Eng. Progr.», 1953, vol. 49, № 10, p. 782—787.
26. Блох А. Г., Кичкина Е. С. Распыливание жидкого топлива механическими форсунками центробежного типа. — В кн.: Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах. М., Госэнергоиздат, 1958. 330 с.
27. Блох А. Г., Кичкина Е. С. О коэффициентах расхода и углах конусности факела. — «Теплоэнергетика», 1957, № 10, с. 35—38.
28. Коваль В. П., Михайлов С. Л. Распределение скоростей и давления жидкости в вихревой камере. — «Теплоэнергетика», 1972, № 2, с. 25—27.
29. Коваль В. П., Михайлов С. Л. Гидравлические характеристики центробежной форсунки. — «Теплоэнергетика», 1972, № 5, с. 31—34.
30. Коваль В. П., Бондаренко В. И. Методика выбора размеров центробежной форсунки по углу конуса распыла жидкости. — «Теплоэнергетика», 1975, № 1, с. 53—57.
31. Hsuan Yeh. Boundary layer along annular walls in a swirling flow. — «Trans. of the ASME», 1958, vol. 80, № 4, p. 767—776.
32. Геллер З. И., Морошкин М. Я. Гидравлические характеристики центробежных форсунок. — «Изв. вузов. Энергетика», № 3, 1960, с. 143—150.
33. Морошкин М. Я. Влияние потерь напора на работу центробежных форсунок. — «Изв. вузов. Энергетика», 1960, № 12, с. 73—77.
34. Геллер З. И., Морошкин М. Я. Методика расчета и конструкция центробежных форсунок для распыливания топочных мазутов. — «Теплоэнергетика», 1963, № 4, с. 87—90.
35. Геллер З. И., Ашихмин В. И., Шевченко Н. В. Использование располагаемого напора в центробежных форсунках. — «Теплоэнергетика», 1964, № 4, с. 20—23.
36. Кулагин Л. В., Морошкин М. Я. Форсунки для распыливания тяжелых топлив. М., «Машиностроение», 1973. 200 с.
37. Кулагин Л. В. Определение допусков на основные размеры центробежных форсунок. М., Трансжелдориздат, 1960, с. 127—138. (Труды Всесоюз. НИИ жел. дор. транспорта, вып. 187).
38. Пажи Д. Г., Корягин А. А., Ламм Э. Л. Распыливающие устройства в химической промышленности. М., «Химия», 1975. 199 с.
39. Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М., «Машиностроение», 1964. 526 с. Авт.: Раушенбах Б. В., Белый С. А. и др.

**Регулируемые
центробежные
форсунки****§ 8. ПРИНЦИПЫ СОЗДАНИЯ
РЕГУЛИРУЕМЫХ ФОРСУНОК**

Камеры сгорания газотурбинных установок и реактивных двигателей работают в широком диапазоне изменения расхода топлива. Так, например, у воздушно-реактивного двигателя при переходе с режима максимальной тяги у земли на режим сильного дросселирования на большой высоте расход топлива уменьшается в 20—30 раз.

В простой центробежной форсунке $G \sim \sqrt{\Delta p}$, так что для увеличения расхода топлива в 30 раз требуется увеличить перепад давления в 900 раз. Применяемые в настоящее время топливные насосы обеспечивают максимальное давление перед форсунками, примерно равное $(7,5 - 8) \times 10^6$ Па. Это давление не может быть существенно повышено без значительного усложнения и утяжеления топливной аппаратуры и уменьшения ее надежности.

Если максимальное давление подачи составляет $(7,5 - 8)10^6$ Па, то для уменьшения расхода в 30 раз необходимо снизить давление до $(8 - 9)10^3$ Па. Но при столь низком давлении топливная струя, вытекающая из форсунки, уже практически не распадается на капли, образуя пузырь. Удовлетворительное качество распыливания достигается при использовании керосина лишь при избыточном давлении перед форсункой, равной $(0,3 - 0,4)10^6$ Па; для бензина это давление ниже и составляет $(0,1 - 0,2)10^6$ Па.

Очевидно, что простые (нерегулируемые) центробежные форсунки в интервале давления от $(0,3 - 0,4)10^6$ до $(7,5 - 8,0) \times 10^6$ Па не могут обеспечить требуемого диапазона изменения расхода топлива. Следовательно, возникает потребность в создании регулируемых центробежных форсунок, т. е. таких, у которых расход с увеличением давления возрастает быстрее, чем у простых форсунок. Так что требуемый диапазон изменения расхода будет достигаться в сравнительно узком интервале давлений подачи.

Из уравнения $G = f_{с\mu} \sqrt{2\rho_1 p_T}$ видно, что расход жидкости данной плотности определяется, кроме давления, площадью соплового отверстия и коэффициентом расхода. Увеличивая с ростом давления площадь сопла или коэффициент расхода (или то и другое), можно добиться, чтобы расход возрастал быстрее, чем $\sqrt{p_T}$, и, таким образом, решить поставленную задачу. Регулируемые форсунки могут быть двух типов: с переменной площадью соплового отверстия или с переменным коэффициентом расхода.

Изменение площади соплового отверстия механическим способом (например, введением в сопло профилированной перемещающейся иглы) в связи со сложностью его осуществления распространения не получило. Применяемый в настоящее время метод создания форсунок с изменяемой площадью отверстия сопла состоит в соединении в одной форсунке двух или нескольких центробежных форсунок с концентрично расположенными соплами и отдельными камерами закручивания (двухсопловые форсунки). В регулируемых форсунках второго типа изменение коэффициента расхода определяется скоростью течения на входе в камеру закручивания, т. е. начальным моментом количества движения.

В зависимости от того, каким образом меняется скорость течения на входе в камеру закручивания или, точнее, соотношение скоростей течения на входе в камеру закручивания и истечения из сопла форсунки, различают следующие основные типы форсунок с регулируемым коэффициентом расхода: 1) с плунжером (золотником); 2) двухступенчатую; 3) с перепуском топлива.

В центробежной форсунке с плунжером скорость течения на входе в камеру закручивания изменяется в связи с тем, что при движении плунжера варьируется площадь тангенциальных каналов. В двухступенчатой форсунке упомянутое изменение скорости достигается дросселированием потока топлива, поступающего в камеру закручивания через каналы второй ступени. В форсунке с перепуском топлива скорость течения на входе в камеру закручивания изменяют регулированием количества перепускаемого топлива.

Возможно также создание комбинированных регулируемых форсунок, соединяющих в себе элементы перечисленных конструкций (например, комбинации двухступенчатой или двухсопловой форсунок и форсунки с перепуском топлива).

Ниже рассмотрены принцип действия, преимущества и недостатки основных типов регулируемых центробежных форсунок, а также изложена методика расчета их гидравлических параметров¹.

¹ Конструкции регулируемых форсунок, применяемых в различных областях техники, описаны в ряде работ [1—6, 12].

§ 9. ДВУХСОПЛОВАЯ ФОРСУНКА

Изменением площади сечения соплового отверстия в двухсопловых форсунках достигается большой диапазон расходов, который может быть еще расширен при различии коэффициентов расхода внутреннего и наружного сопл. Расход топлива регулируется также частичным дросселированием потока перед второй ступенью. Отношение максимального и минимального расходов определяется формулой

$$\frac{G_{\max}}{G_{\min}} = \frac{f_1 \mu_1 \sqrt{f_2 \mu_2}}{f_1 \mu_1} \sqrt{\frac{p_k}{p_n}},$$

где f_1 и f_2 — площади сечения отверстий соответственно внутреннего и наружного сопл; μ_1 и μ_2 — коэффициенты расхода соответственно внутреннего и наружного сопл; p_k и p_n — соответственно максимальное и минимальное избыточные давления перед форсункой.

На рис. 41 дана принципиальная схема двухсопловой форсунки. Камеры закручивания первой и второй ступеней разделены и питают два независимых концентрично расположенных сопла: внутреннее — первой ступени, наружное — второй ступени.

При небольших давлениях (малых расходах) топливо подается только через внутреннее сопло. С повышением давления открывается распределительный клапан, и топливо получает доступ в камеру закручивания и в сопло второй ступени. Кольцевые струи, вытекающие из внутреннего и наружного сопл, образуют общий факел. Так как обе ступени имеют отдельные сопла, то подача топлива во вторую ступень начинается при близком к нулю значении избыточного давления, постепенно увеличивающемся по мере открытия клапана, поэтому при включении второй ступени качество распыливания ухудшается.

На рис. 42 приведены характеристики расхода двухсопловой форсунки при отдельной подаче топлива к каждой ступени (кривые 1 и 2) и одновременно к обеим ступеням с одинаковым давлением (кривая 3). Легко убедиться, что сумма расходов топлива через обе ступени при одинаковом давлении подачи совпадает с суммарным расходом (разница не превышает 1 — 2%). Такой результат был получен и при испытании других двухсопловых форсунок с различным расположением сопл по высоте.

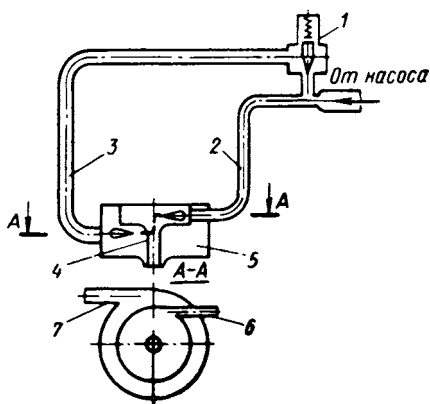


Рис. 41. Принципиальная схема двухсопловой форсунки:

1 — распределительный клапан; 2 и 3 — трубопроводы первой и второй ступеней; 4 — внутреннее сопло; 5 — наружное сопло; 6, 7 — тангенциальные каналы

Отсюда следует, что расход через каждую ступень двухсопловой форсунки определяется давлением топлива перед данной ступенью независимо от взаимного расположения сопл. Таким образом, можно рассчитать расход через каждую ступень отдельно по изложенной уже методике.

Так как первая ступень работает с малыми расходами топлива и, следовательно, при небольших числах Re , и так как для этой ступени комплекс θ обычно велик (в связи с малым диаметром входных отверстий), то рассчитывать эту ступень следует по теории форсунки для реальной жидкости. На гидравлику второй ступени, работающей при больших числах Re и меньших значениях комплекса θ , вязкость топлива уже, как правило, не оказывает существенного влияния.

При этом следует иметь в виду, что расчет второй ступени можно вести по обычной методике расчета центробежных форсунок лишь в том случае, когда диаметр воздушного вихря в сопле этой ступени больше наружного диаметра сопла первой ступени, т. е. внутреннее сопло не выходит за пределы воздушного вихря наружного сопла.

Если наружный диаметр внутреннего сопла больше, чем диаметр воздушного вихря на выходе из сопла второй ступени, то коэффициент расхода этой ступени можно найти из уравнения (14), в котором теперь

$s_{11} = s_{12} = r_{11}/r_{12}$, где r_{11} — наружный радиус центрального сопла — известная величина, а коэффициент расхода — исконая. Решая графически это уравнение, находим зависимость $\mu = f(A, s_{11})$.

Рассмотрим характеристику расхода двухсопловой форсунки при совместной работе сопл (обеих ступеней), но при разных давлениях перед ними.

На рис. 42 нанесены экспериментальные точки, характеризующие зависимость расхода от давления при совместной работе двух ступеней и дросселировании топлива перед второй ступенью (будем называть этот режим переходным). На этом же рисунке приведена кривая изменения давления перед второй ступенью в зависимости от давления перед первой ступенью, соответствующая выбранному переходному режиму. Каждой зависимости $p_2 = f(p_1)$ соответствует определенная характеристика распределительного клапана.

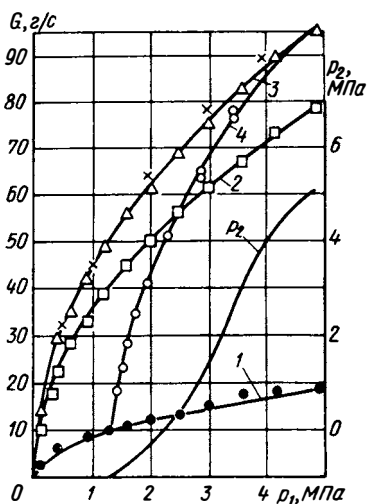


Рис. 42. Характеристики расхода двухсопловой форсунки: 1 — первой ступени; 2 — второй ступени; 3 — обеих ступеней; 4 — для переходного режима

Выше было отмечено, что в двухсопловой форсунке расходы через отдельные ступени не зависят один от другого. Отсюда очевиден способ построения характеристики расхода при совместной работе ступеней. Для этого достаточно найти по характеристикам расхода ступеней расход через каждую ступень, соответствующий данному соотношению давлений, и сложить полученные значения расхода. Таким способом построена кривая 4, приведенная на рис. 42. Как видим, получается вполне удовлетворительное совпадение расчетной кривой с экспериментальными точками.

При включении второй ступени, как уже отмечалось, избыточное давление перед ней близко к нулю и поэтому сравнимо с разностью гидростатического давления, пропорциональной весу столба топлива в форсуночном коллекторе при его вертикальном положении (так как он расположен на двигателе). Поэтому при малых давлениях топлива перед второй ступенью возникает неравномерность в расходе для форсунок, расположенных в верхней и нижней частях коллектора.

Если известны характеристики ступеней, то нетрудно рассчитать степень неравномерности расхода форсунок. При диаметре топливного коллектора, например, 1000 мм, степень неравномерности в момент включения второй ступени достигает 15—20%. По мере увеличения давления перед второй ступенью неравномерность резко снижается.

Корневой угол факела для двухсопловых форсунок при совместной работе сопел зависит как от величины корневого угла факела обеих ступеней, так и от взаимного расположения сопел. Если торцы сопел обеих ступеней расположены в одной плоскости и корневой угол факела первой ступени больше корневого угла факела второй ступени, то суммарный корневой угол факела α_{Σ} определяется выражением [7]

$$\cos \frac{\alpha_{\Sigma}}{2} = \frac{\omega_1 G_1 \cos \frac{\alpha_1}{2} + \omega_2 G_2 \cos \frac{\alpha_2}{2}}{\omega_1 G_1 + \omega_2 G_2},$$

где ω_1 , ω_2 , G_1 , G_2 , α_1 , α_2 — соответственно скорость истечения, расход и угол факела для первой и второй ступеней.

Взаимное расположение сопел влияет в основном на корневой угол факела первой ступени. По мере заглубления сопла первой ступени корневой угол факела уменьшается, так как топливная струя ударяется в стенку наружного сопла. Интересно отметить, что выбором соответствующего расположения сопел можно добиться, чтобы корневой угол факела оставался почти постоянным при изменении давления топлива на переходном режиме.

Преимуществом двухсопловых форсунок являются:

а) отсутствие перетекания топлива в параллельно соединенных на коллекторе форсунках (наблюдаемого, например, в двухступенчатых форсунках), которое приводит к неравномерности расхода топлива;

б) широкий диапазон изменения расхода топлива (более широкий, чем у двухступенчатых форсунок и форсунок с плунжером); при этом корневой угол факела во всем диапазоне изменения расхода, в отличие от корневого угла факела у регулируемых форсунок с изменяющимся коэффициентом расхода, можно поддерживать (при соответствующем выборе расположения сопел и корневых углов факела обеих ступеней) практически постоянным.

Вместе с тем при включении наружного сопла двухсопловой форсунки ухудшается качество распыливания (при давлениях, близких к давлению включения наружного сопла). Кроме того, при включении второй ступени возникает большая неравномерность в расходах топлива форсунок, расположенных в различных (по высоте) точках коллектора.

§ 10. ФОРСУНКА С ПЛУНЖЕРОМ

Форсунки такого типа находят применение в стационарных и судовых газотурбинных установках. Принципиальная схема регулируемой форсунки с плунжером приведена на рис. 43. В цилиндрической камере закручивания может перемещаться плунжер 5 (золотник), нагруженный пружиной 6. Пружина подает плунжер вперед так, что когда давление подачи ниже некоторого значения, то открытым остается одно тангенциальное отверстие (или их первый ряд). При увеличении давления подачи плунжер начинает постепенно открывать следующие тангенциальные отверстия. Полость над плунжером, в которой расположена пружина, дренируется с помощью отверстия в плунжере, выходящего в камеру закручивания.

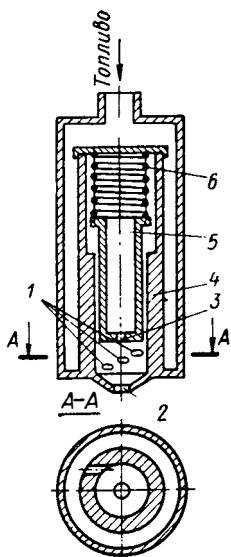


Рис. 43. Принципиальная схема форсунки с плунжером:

1 — тангенциальные каналы; 2 — сопловое отверстие; 3 — дренажное отверстие; 4 — распылитель; 5 — плунжер; 6 — пружина

По мере открытия тангенциальных отверстий величина геометрической характеристики, определяющей гидравлические параметры форсунки, уменьшается (в связи с увеличением n), что приводит к возрастанию коэффициента расхода и уменьшению корневого угла факела. Следовательно, с увеличением давления расход будет возрастать быстрее, чем $\sqrt{p_T}$.

Геометрическая характеристика форсунки с плунжером изменяется в пределах от $A_n = \frac{Rr_c}{n_n r_{вх}^2}$ до $A_k = \frac{Rr_c}{n_k r_{вх}^2}$ (n_n и n_k — число

открытых тангенциальных отверстий при крайних положениях плунжера; для простоты принято, что все тангенциальные отверстия имеют одинаковый диаметр). По этим значениям гео-

метрической характеристики можно найти диапазон изменения коэффициента расхода и корневого угла факела.

Для определения зависимости гидравлических параметров форсунки от давления (при промежуточных положениях плунжера) необходимо найти силу, действующую на плунжер. Используя уравнения неразрывности, сохранения энергии и сохранения момента количества движения¹, после преобразований получаем выражение для распределения давления в камере закручивания:

$$p = p_{\tau} \left[1 - \frac{\mu^2 r_c^4}{n^2 r_{\text{вх}}^2} \left(\frac{1}{16} + \frac{R^2}{r_{\text{вх}}^2} \right) \frac{1}{r^2} \right]. \quad (70)$$

Положив в этой формуле $p = 0$, найдем радиус воздушного вихря на задней торцевой стенке камеры закручивания:

$$r_{\text{мк}} = \mu r_c A \sqrt{1 + \frac{r_{\text{вх}}^2}{16R^2}}.$$

Так как $r_{\text{вх}} < R$, то $1 < \sqrt{1 + \frac{r_{\text{вх}}^2}{16R^2}} < 1,03$, т. е. вполне допустимо принять $\sqrt{1 + \frac{r_{\text{вх}}^2}{16R^2}} = 1$.

Тогда

$$r_{\text{мк}} = \mu A r_c. \quad (71)$$

Кривая, выражающая зависимость $r_{\text{мк}}$ от A , дана на рис. 18. Формула (70) примет вид (если пренебречь $1/16$)

$$p = p_{\tau} \left(1 - \frac{r_{\text{мк}}^2}{r^2} \right). \quad (72)$$

При $r = r_{\text{мк}}$ избыточное давление равно нулю. С ростом r давление увеличивается и при $r = R$ отличается от значения p_{τ} на величину скоростного напора во входных отверстиях. Давление повышается очень резко и уже при $r = 2r_{\text{мк}}$ достигает 75% величины полного напора. Найденное выражение для распределения давления в камере закручивания позволяет определить силу, действующую на плунжер:

$$F = \int_{r_{\text{мк}}}^{R_{\text{к}}} p 2\pi r dr,$$

где $R_{\text{к}}$ — радиус камеры закручивания.

¹ Уравнение неразрывности для течения в камере закручивания имеет вид $Q = 2\pi \delta_{\text{к}} V_m$ ($\delta_{\text{к}} = n 2r_{\text{вх}}$ — высота камеры закручивания; V_m — радиальная составляющая скорости).

Подставляя выражение для p из формулы (72) и интегрируя, получим

$$F = \Omega p_T,$$

где

$$\Omega = 2\pi [0,5 (R_k^2 - r_{mk}^2) - r_{mk}^2 \ln R_k/r_{mk}].$$

Величина Ω зависит от давления подачи топлива (в связи с изменением r_{mk}). Однако, как показывает расчет, изменение Ω невелико, поэтому можно считать, что сила, действующая на плунжер, прямо пропорциональна давлению p_T . Сила давления на плунжер уравновешивается силой противодействия пружины:

$$F = t (l_0 - l),$$

где t — жесткость пружины; l_0 — длина свободной (несжатой) пружины; l — текущая длина пружины.

Совокупность двух последних уравнений позволяет рассчитать ход плунжера в зависимости от давления. До некоторого давления $p_{ТН}$ пружина удерживает плунжер в крайнем переднем положении (открыто одно тангенциальное отверстие). При дальнейшем повышении давления плунжер начинает отходить так,

что при $p_T = p_{Тк}$ открыты все n_k отверстий.

Зная положение плунжера, нетрудно найти геометрическую характеристику форсунки для любого p_T и определить изменение коэффициента расхода и корневого угла факела в зависимости от давления. Когда давление перед форсункой меньше $p_{ТН}$, форсунка работает как нерегулируемая с коэффициентом расхода μ_n . При дальнейшем повышении давления коэффициент расхода увеличивается и при $p_T = p_{Тк}$ достигает величины μ_k , причем $\mu_k > \mu_n$. Затем форсунка снова начинает работать как нерегулируемая, но с коэффициентом расхода μ_k .

Для реальной жидкости необходимо учитывать влияние трения на работу форсунки с плунжером. В этом случае гидравлические параметры определяются эквивалентной характеристикой форсунки. Особенно большое влияние трение оказывает при низких давлениях подачи, когда открыто мало входных отверстий. Вследствие этого начальный коэффициент расхода оказывается намного больше, чем для идеальной жидкости, т. е. суживается диапазон расхода.

Сравнение экспериментальных и расчетных значений коэффициента расхода для регулируемой форсунки плунжерного типа приведено на рис. 44. При небольших давлениях $\mu_{\text{экс}}$ намного превышает $\mu_{\text{ид}}$. С учетом влияния трения получаем удовле-

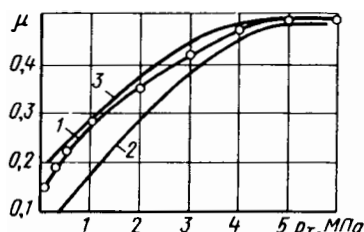


Рис. 44. Зависимость коэффициента расхода от давления топлива для регулируемой форсунки с плунжером: 1 — экспериментальная; 2 — расчетная для идеальной жидкости; 3 — расчетная для реальной жидкости

творительное совпадение теоретических и экспериментальных данных.

Регулируемая форсунка с плунжером обладает некоторыми недостатками, ограничивающими область ее применения, основными из которых являются сложность изготовления плунжерной пары и ее малая надежность в эксплуатации. Из-за заедания плунжера получается нестабильная характеристика расхода форсунки¹ и значительная неравномерность в расходе по отдельным форсункам коллектора.

§ 11. ДВУХСТУПЕНЧАТАЯ ФОРСУНКА

Регулируемые двухступенчатые форсунки используют в камерах сгорания многих газотурбинных двигателей и в других областях техники.

Принципиальная схема двухступенчатой форсунки приведена на рис. 45. При небольших давлениях топливо поступает в тангенциальные каналы малого сечения (первая ступень). При повышении давления открывается распределительный клапан 1, и топливо получает доступ к тангенциальным каналам второй ступени, имеющим большее сечение. Потoki, поступающие из входных каналов обеих ступеней, смешиваются в камере закручивания и направляются в сопло 4 форсунки.

На режиме малого расхода форсунка работает как нерегулируемая с небольшим значением коэффициента расхода, поэтому давление перед форсункой оказывается достаточным для получения

хорошего качества распыливания. По мере постепенного открытия распределительного клапана форсунки коэффициент расхода с ростом давления непрерывно увеличивается и достигает наконец максимального значения при полностью открытом клапане. При этом максимальному расходу топлива соответствует значительно более низкое давление, чем при работе форсунки с неизменным начальным значением коэффициента расхода. После полного открытия распределительного клапана дальнейшее увеличение

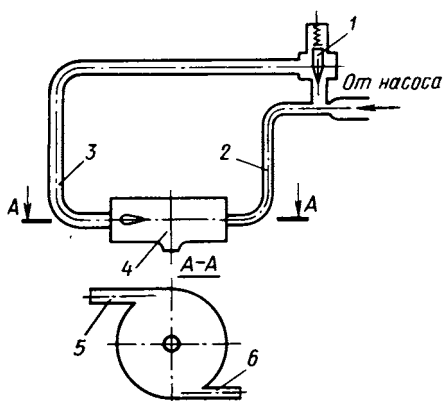


Рис. 45. Принципиальная схема двухступенчатой форсунки:

1 — распределительный клапан; 2 и 3 — трубопроводы первой и второй ступеней; 4 — сопло; 5 и 6 — тангенциальные каналы

¹ Характеристики расхода при повышении и понижении давления не совпадают. В том случае, когда перемещение плунжера осуществляется с помощью жесткого привода, этого, естественно, не наблюдается.

расхода снова происходит при неизменном, но намного большем, чем для первой ступени, значении коэффициента расхода.

Рассмотрим течение жидкости в двухступенчатой форсунке. Будем считать сначала жидкость идеальной. Плечо закручивания для обеих ступеней примем одинаковым. При закрытом распределительном клапане ($p_T \leq p_{Tн}$) коэффициент расхода μ_n и корневой угол факела α_n определяются геометрической характеристикой первой ступени:

$$A_n = \frac{Rr_c}{n_1 r_{1\text{вх}}^2}.$$

При полностью открытом клапане (если при этом его сопротивление уменьшается до нуля) геометрическая характеристика форсунки

$$A_k = \frac{Rr_c}{n_1 r_{1\text{вх}}^2 + n_2 r_{2\text{вх}}^2},$$

где $r_{1\text{вх}}$, $r_{2\text{вх}}$ и n_1 , n_2 — радиусы и число входных каналов соответственно первой и второй ступеней.

Так как $A_k < A_n$, то при открытом распределительном клапане коэффициент расхода μ_k больше, а корневой угол факела меньше, чем при закрытом.

Рассмотрим работу форсунки в интервале регулирования, когда распределительный клапан приоткрыт. Будем считать, что гидравлическое сопротивление топливопровода первой ступени неизменно, а второй, включающее сопротивление распределительного клапана, уменьшается с ростом давления (по мере открытия клапана).

Запишем уравнение энергии для топливопроводов каждой из ступеней. Для первой

$$p_T = p_{1\text{вх}} + \frac{\rho_1 V_{1\text{вх}}^2}{2} (1 + \xi_1); \quad (73)$$

для второй

$$p_T = p_{2\text{вх}} + \frac{\rho_1 V_{2\text{вх}}^2}{2} (1 + \xi_2). \quad (74)$$

Коэффициенты сопротивления ξ_1 и ξ_2 отнесены к скоростному напору во входных каналах ступеней ($\xi_1 = \text{const}$, $\xi_2 = \infty$ при закрытом клапане и $\xi_2 = \xi_{2к}$ при полностью открытом клапане).

Так как входные каналы обеих ступеней выведены в общую камеру закручивания, то статическое давление на выходе из каналов должно быть одинаковым ($p_{1\text{вх}} = p_{2\text{вх}} = p_{\text{вх}}$). Тогда из уравнений (73) и (74) получим

$$V_{2\text{вх}} = V_{1\text{вх}} \sqrt{\frac{1 + \xi_1}{1 + \xi_2}}. \quad (75)$$

Следовательно, в интервале регулирования топливо поступает в камеру закручивания с разными скоростями: скорость течения топлива во входных каналах второй ступени меньше, чем в каналах первой ступени. При открытии распределительного клапана значение ξ_2 убывает, и разность скоростей уменьшается. Потоки, поступающие в камеру закручивания из входных каналов обеих ступеней, образуют в камере общий поток, результирующий момент количества движения которого определится из уравнения сохранения момента количества движения:

$$V_{\text{вх}} R G_{\text{ф}} = V_1 R G_1 + V_2 R G_2,$$

где $V_{\text{вх}}$ — результирующая скорость течения в камере закручивания (на радиусе R); $G_{\text{ф}}$, G_1 , G_2 — расходы соответственно через форсунку и через каждую из ступеней в отдельности.

Отсюда

$$V_{\text{вх}} = \frac{V_1 G_1 + V_2 G_2}{G_{\text{ф}}}. \quad (76)$$

По уравнению неразрывности

$$G_{\text{ф}} = G_1 + G_2 = \pi r_1^2 n_1 V_{1\text{вх}} + \pi r_2^2 n_2 V_{2\text{вх}}.$$

Подставив $V_{2\text{вх}}$ из формулы (75) и обозначив

$$\bar{r}_{\text{вх}} = \sqrt{n_1 r_1^2 \left(1 + \kappa \sqrt{\frac{1 + \xi_1}{1 + \xi_2}}\right)},$$

где κ — отношение площадей входных каналов ступеней;

$$\kappa = \frac{n_2 r_2^2}{n_1 r_1^2},$$

получим

$$G_{\text{ф}} = \rho_1 \pi \bar{r}_{\text{вх}}^2 V_{1\text{вх}}. \quad (77)$$

Преобразовав формулу (76), имеем

$$V_{\text{вх}} = V_1 \frac{1 + \kappa \frac{1 + \xi_1}{1 + \xi_2}}{1 + \kappa \sqrt{\frac{1 + \xi_1}{1 + \xi_2}}}. \quad (78)$$

Обозначим

$$\bar{R} = R \frac{1 + \kappa \frac{1 + \xi_1}{1 + \xi_2}}{1 + \kappa \sqrt{\frac{1 + \xi_1}{1 + \xi_2}}}.$$

Тогда выражение для момента количества движения единицы объема жидкости в камере закручивания имеет вид

$$M = \rho_1 R V_{\text{вх}} = \rho_1 \bar{R} V_{1\text{вх}}. \quad (79)$$

Исходя из уравнений (77) и (79) и повторяя вывод зависимости гидравлических параметров центробежной форсунки (для идеальной жидкости) от геометрической характеристики, приходим к заключению, что для двухступенчатой форсунки геометрическая характеристика

$$\bar{A} = \frac{\bar{R}r_c}{r_{вх}^2}. \quad (80)$$

При этом, если пренебречь потерями энергии в распределительном клапане и камере закручивания, то связь коэффициента расхода и угла факела с величиной \bar{A} остается такой же, как и для нерегулируемой центробежной форсунки. Подставляя в формулу (80) выражения для \bar{R} и $r_{вх}$, получаем

$$\bar{A} = \sigma A_n, \quad (81)$$

где

$$\sigma = \frac{1 + \kappa \frac{1 + \xi_1}{1 + \xi_2}}{\left(1 + \kappa \sqrt{\frac{1 + \xi_1}{1 + \xi_2}}\right)^3}.$$

Формула (81) определяет зависимость гидравлических параметров двухступенчатой форсунки от сопротивления распределительного клапана (в интервале регулирования). Когда распределительный клапан закрыт, т. е. $\xi_2 = \infty$, то $\bar{A} = A_n$; когда он полностью открыт, т. е. $\xi_2 = 0$, то $\bar{A} = A_k$ (полагаем, что и $\xi_1 = 0$). Если входные каналы первой ступени наклонены к оси сопла, как это выполнено в ряде конструкций, то формула для определения σ примет вид

$$\sigma = \frac{\sin \beta_k + \kappa \frac{1 + \xi_1}{1 + \xi_2}}{\left(1 + \kappa \sqrt{\frac{1 + \xi_1}{1 + \xi_2}}\right)^2}.$$

При этом

$$A_n = \frac{Rr_c}{n_1 r_{1вх}^2} \sin \beta_k,$$

где β_k — угол между направлением входного канала и осью сопла.

С открытием распределительного клапана его сопротивление уменьшается и одновременно уменьшается значение характеристики \bar{A} ; при этом, как было показано, увеличивается коэффициент расхода и уменьшается корневой угол факела. Зная общий расход через форсунку, нетрудно, определить расход через каждую ступень в отдельности.

При расчете не были учтены потери энергии. Суммарные потери энергии, специфичные для двухступенчатой форсунки, складываются из потерь в распределительном клапане и потерь, появляющихся при смещении потоков обеих ступеней в камере закручивания. В применяемых на практике двухступенчатых форсунках максимальное значение потерь энергии не превышает 15—20% исходного запаса энергии [8], и, следовательно, ошибка от пренебрежения этими потерями невелика и в инженерном расчете расхода вполне допустима.

Вязкость топлива оказывает влияние прежде всего на работу первой ступени двухступенчатой форсунки (до открытия распределительного клапана). В результате трения увеличивается коэффициент расхода, а вместе с ним и минимальное абсолютное значение расхода, и, следовательно, сужается диапазон регулирования производительности форсунки (особенно при использовании вязких топлив).

Исходя из формул (77), (79) и (81), нетрудно показать, что в интервале регулирования эквивалентная характеристика двухступенчатой форсунки

$$\bar{A}_3 = \frac{\sigma A_{II}}{1 + \frac{\lambda_k}{2} \sigma A_{II} \left(\frac{R_k}{r_c} - 1 \right)}, \quad (82)$$

где σ — определяется согласно формуле (81), а коэффициент трения λ_k — известная функция числа $Re_{вх}$ (см. рис. 28).

Перейдем к определению числа $Re_{вх}$ для двухступенчатых форсунок. В качестве характерного размера (в интервале регулирования) примем среднеарифметическое значение диаметра входных каналов отдельных ступеней:

$$d_{вх} = \frac{n_1 d_{1 вх} + n_2 d_{2 вх}}{n_1 + n_2}.$$

Величину результирующей скорости течения на входе в камеру закручивания определяем по формуле (78). Тогда

$$Re_{вх} = \frac{d_{вх} V_{вх}}{\nu} = \frac{4\sigma G_{\phi} (n_1 d_{1 вх} + n_2 d_{2 вх})}{\pi n_1 d_{1 вх}^2 (n_1 + n_2) \nu \rho_1}. \quad (83)$$

Определив число $Re_{вх}$, найдем по кривой, данной на рис. 28, значение коэффициента трения λ_k и затем по формуле (82) эквивалентную характеристику, по которой вычислим гидравлические параметры двухступенчатой форсунки.

Характеристика расхода в интервале регулирования зависит от закона изменения соотношения давлений перед ступенями форсунки. Этот закон задается распределительным клапаном.

На рис. 46 приведены характеристики расхода экспериментальной двухступенчатой форсунки для трех переходных режимов

(кривые 4, 5, 6). На том же рисунке показано, как изменяется давление перед второй ступенью при закрытом распределительном клапане (кривая 10) и для трех переходных режимов (кривые 7, 8, 9). Во всех трех случаях клапан начинает открываться при давлении, равном 10^6 Па, а полностью открывается при давлении $5 \cdot 10^6$ Па. В интервале давлений $(3-5)10^6$ Па расход увеличивается в 15,2 раза.

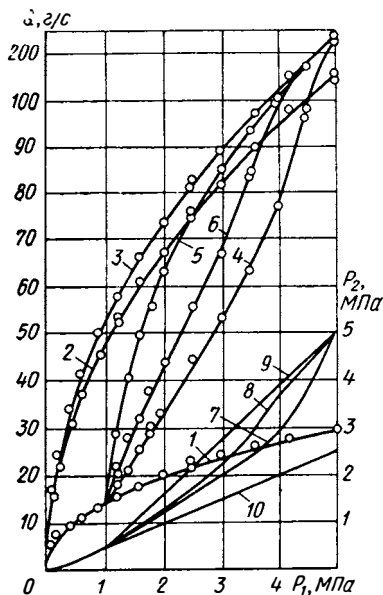


Рис. 46. Характеристики расхода экспериментальной двухступенчатой форсунки:

1 — первой ступени; 2 — второй ступени; 3 — обеих ступеней при совместной работе с одинаковым давлением; 4, 5 и 6 — для переходного режима при изменении давления перед второй ступенью соответственно по кривым 7, 8 и 9; 10 — зависимость давления перед второй ступенью от давления перед первой ступенью при закрытом распределительном клапане

На рис. 46 приведены также зависимости расхода от давления подачи для каждой ступени и при совместной работе ступеней с одинаковым давлением перед ними. При этом суммарный расход через форсунку (при одинаковом давлении перед ступенями) меньше суммы расходов через отдельные ступени. Этот результат становится понятным, если учесть, что геометрическая характеристика форсунки при совместной работе обеих ступеней мало отличается от характеристики второй ступени, и, следовательно, расходы через форсунку в этих случаях близки один к другому.

На переходном режиме в зависимости от соотношения давлений перед ступенями может быть получена та или иная характеристика расхода в соответствии с требованиями, предъявляемыми к регулированию двигателя и к организации процесса сгорания. На рис. 47 приведены зависимости расхода через форсунку и через каждую ступень от давления подачи при различных значениях давления перед второй ступенью по кривой 8 на рис. 46.

На том же рисунке приведены экспериментальные и расчетные значения корневого угла факела.

Как видим, и для расхода и для корневого угла факела получается удовлетворительное согласование расчетных и экспериментальных данных. Аналогичный результат получен и для других зависимостей $p_2^* = f(p_1)$.

Существенным недостатком работы двухступенчатых форсунок на одном коллекторе является большая неравномерность расходов через отдельные форсунки при давлениях, несколько превышающих давление открытия распределительного клапана. Причина этой неравномерности состоит главным образом в том, что

при незначительной разнице в гидравлическом сопротивлении топливного тракта первой ступени отдельных форсунок (с учетом сопротивления тангенциальных каналов первой ступени) давление в камере закручивания этих форсунок будет различным, а это вызывает перетекание топлива из одной форсунки в другую при закрытом распределительном клапане и дает большую разницу в расходах через вторую ступень, когда клапан открыт.

Как следует из анализа кривых, приведенных на рис. 46, при давлениях, близких к давлению, когда включается вторая ступень, небольшое изменение разности давлений перед этой ступенью и в камере закручивания вызывает значительное изменение в расходе топлива через форсунку. По этой причине комплектование двухступенчатых форсунок следует проводить по противодействию в камере закручивания, т. е. по давлению в топливопроводе второй ступени, когда топливо подается только в первую ступень при фиксированном давлении.

Для уменьшения неравномерности в расходе применяют так называемые двухкамерные форсунки, представляющие собой разновидность двухступенчатых, в камере закручивания которых установлена диафрагма, разделяющая ее на две полости [9], в одну из которых поступает топливо из первой ступени, а в другую — из второй. Потoki смешиваются в сопле форсунки и частично в полости первой ступени.

При улучшении равномерности распределения топлива по отдельным двухкамерным форсункам несколько ухудшается качество распыливания при включении второй ступени. В двухкамерной форсунке смешение потоков происходит при больших значениях скорости течения и поэтому сопровождается большими потерями энергии, чем в двухступенчатой форсунке. Кроме того, ухудшается само смешение. Эти обстоятельства приводят к снижению качества распыливания при включении второй ступени двухкамерной форсунки. По качеству распыливания двухкамерные форсунки занимают среднее положение между двухступенчатыми и двухсопловыми форсунками.

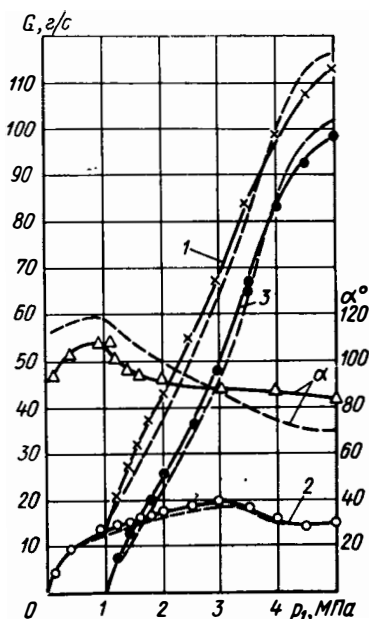


Рис. 47. Зависимости расхода и угла факела от давления для экспериментальной двухступенчатой форсунки, работающей на переходном режиме: 1 — расход через форсунку; 2 — расход через первую ступень; 3 — расход через вторую ступень. Сплошные линии — экспериментальные кривые; штриховые — расчетные кривые

§ 12. ФОРСУНКА С ПЕРЕПУСКОМ ТОПЛИВА

Из числа рассмотренных регулируемых форсунок наибольший диапазон расходов имеет двухсоловая форсунка. Форсунки с регулируемым коэффициентом расхода обеспечивают несколько меньший диапазон расходов.

В то же время дальнейшее расширение диапазона расходов для двухсоловых форсунок ограничивается не только влиянием трения, но и тем, что при снижении расхода через внутреннее сопло недопустимо ухудшается качество распыливания в момент включения наружного сопла.

Однако в некоторых случаях требуются регулируемые форсунки, которые при удовлетворительном качестве распыливания обеспечивают меньшие значения минимального расхода, чем форсунки рассмотренные выше. Указанному требованию удовлетворяют регулируемые центробежные форсунки с перепуском топлива.

Принципиальная схема такой форсунки приведена на рис. 48. Перепускной клапан устроен таким образом, что его проходное сечение начинает уменьшаться с возрастанием давления от значения $p_{тн}$ до значения $p_{тк}$, при котором становится равным нулю (клапан закрыт). На режимах, при которых перепускной клапан открыт, только часть топлива, поступающего в форсунку,

впрыскивается через сопло в окружающую среду; остальная часть подается во всасывающую линию насоса. Чем больше перепускается топлива (при данном давлении перед форсункой), тем меньше его расход через сопло и тем больше корневой угол факела.

При небольших давлениях подачи, пока проходное сечение клапана неизменно, коэффициент расхода сопла имеет малое постоянное значение. С ростом давления проходное сечение клапана и количество перепускаемого топлива уменьшается. При этом коэффициент расхода возрастает и достигает максимального значения при закрытом клапане перепуска. Зависимость коэффициента расхода сопла и корневого угла факела от расхода перепускаемого топлива определяется изменением начального момента количества движения в камере закручивания. Чем больше расход перепускаемого топлива, тем больше момент количества движения на входе в камеру закручивания и, следовательно, тем меньше коэффициент расхода сопла.

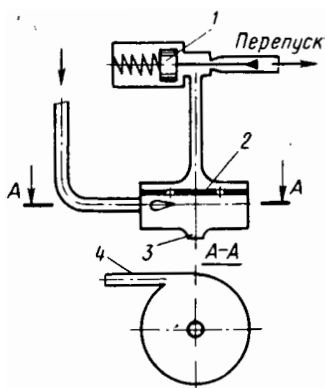


Рис. 48. Принципиальная схема форсунки с перепуском:

1 — перепускной клапан; 2 — перепускная шайба; 3 — сопловое отверстие; 4 — тангенциальные каналы

Так как при малых расходах через сопло общий расход через камеру закручивания относительно велик, то трение топлива о стенки камеры значительно слабее влияет на гидравлику форсунки с перепуском топлива, чем для регулируемых форсунок других типов. Вот почему в форсунке с перепуском можно получить очень малые значения коэффициента расхода.

Следует подчеркнуть, что регулирование расхода через сопло перепуском топлива может быть осуществлено только в форсунках центробежного типа, гидравлические параметры которых зависят от момента количества движения на входе в камеру закручивания. В струйных форсунках перепуск топлива не оказывает существенного влияния на его расход через сопло (при данном давлении подачи).

Найдем связь между расходом через сопло и расходом перепускаемого топлива. При закрытом перепускном клапане коэффициент расхода сопла (для идеальной жидкости) определяется геометрической характеристикой форсунки по формуле (7). В случае перепуска топлива коэффициент расхода зависит не только от геометрической характеристики, но и от расхода перепускаемого топлива.

Выразим расход через сопло следующим образом:

$$G_c = \pi r_c^2 \rho_1 \varphi_c \omega, \quad (84)$$

где

$$\omega = \sqrt{\frac{2}{\rho_1} p_T - u_m^2};$$

u_m — значение окружной составляющей скорости на границе воздушного вихря (при $r = r_m$).

Согласно закону сохранения момента количества движения скорость идеальной жидкости на входе в камеру закручивания можно выразить через суммарный расход G_Φ :

$$V_{\text{вх}} = \frac{G_\Phi}{\rho_1 n \pi r_{\text{вх}}^2}. \quad (85)$$

Суммарный расход через форсунку складывается из расхода через сопло G_c и расхода перепускаемого топлива G_Π ($G_\Phi = G_c + G_\Pi$). Введем коэффициент η из условия, что

$$G_\Phi = \eta G_c = \eta \pi r_c^2 \mu \sqrt{2 \rho_1 p_T}. \quad (86)$$

Очевидно,

$$\eta = 1 + \frac{G_\Pi}{G_c} = \frac{G_\Phi}{G_c}.$$

Коэффициент кратности $\eta \geq 1$ показывает, во сколько раз суммарный расход через форсунку превышает расход через сопло. Если расход перепускаемого топлива равен нулю, то $\eta = 1$. Заменяя G_{ϕ} его выражением (86), получим

$$u_m = \frac{\eta \mu R r_c^2}{n r_m r_{\text{вх}}^2} \sqrt{\frac{2}{\rho_1} p_T}.$$

Подставив величину u_m в формулу, определяющую ω , найдем

$$\omega = \sqrt{\left(1 - \frac{\eta^2 \mu^2 R^2 r_c^4}{n^2 r_m^2 r_{\text{вх}}^2}\right) \frac{2}{\rho_1} p_T}.$$

Тогда уравнение (84) примет вид

$$G_c = \pi r_c^2 \varphi_c \sqrt{\left(1 - \frac{\mu^2 \eta^2 A^2}{1 - \varphi_c}\right) 2 \rho_1 p_T},$$

и, следовательно,

$$\mu = \varphi_c \sqrt{1 - \frac{\eta^2 \mu^2 A^2}{1 - \varphi_c}}.$$

Решив это уравнение относительно μ , получим

$$\mu = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{\varphi_c^2} + \frac{\eta^2 A^2}{1 - \varphi_c}}}. \quad (87)$$

Формула для определения коэффициента расхода форсунки с перепуском отличается от соответствующей формулы для простой центробежной форсунки заменой геометрической характеристики A на ηA .

Связь между коэффициентом заполнения сопла φ_c и произведением ηA найдем, применив принцип максимума расхода (при фиксированном расходе перепускаемого топлива), т. е. из условия $d\mu/d\varphi_c = 0$. Анализ показывает, что коэффициент кратности зависит от φ_c , но при значениях φ_c , соответствующих максимуму расхода, изменение η столь мало, что им можно пренебречь. Тогда ясно, что зависимость коэффициента расхода от произведения ηA (будем называть это произведение эффективной характеристикой форсунки с перепуском) имеет тот же вид, что и зависимость μ от A для простой центробежной форсунки. Аналогичный результат можно получить и для корневого угла факела.

Таким образом, гидравлические параметры центробежной форсунки с перепуском топлива определяются (для идеальной жид-

кости) величиной эффективной характеристики η_A . С увеличением коэффициента кратности коэффициент расхода сопла уменьшается, а корневой угол факела возрастает.

Существенное преимущество форсунки с перепуском перед форсунками, рассмотренными выше, состоит в том, что в связи с большими значениями скорости течения в камере закручивания

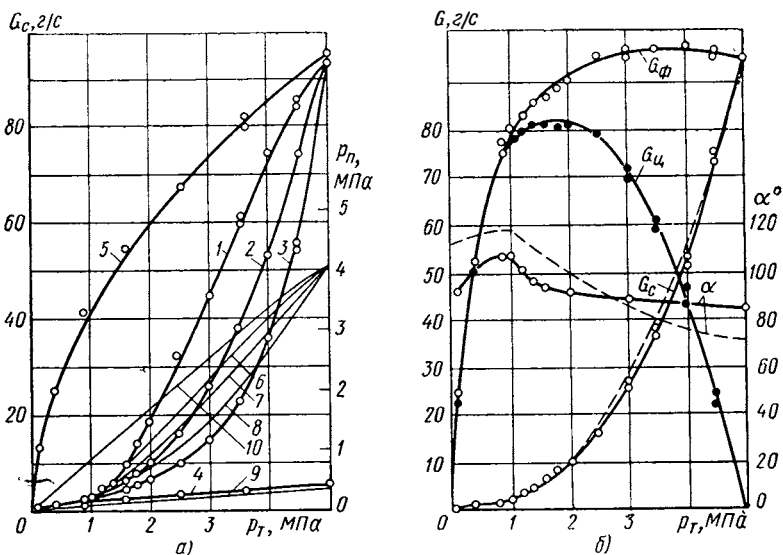


Рис. 49. Характеристики форсунки с перепуском при работе на переходном режиме:

а — расхода через сопло G_c ; б — расходов G_c , G_ϕ , G_ψ и угла факела α ; 1, 2 и 3 — расход через сопло при изменении давления соответственно по кривым 6, 7, 8; 4, 5 — расход через сопло соответственно при полностью открытом и закрытом кране; 9 и 10 — давление перед краем перепуска соответственно при полностью открытом и закрытом кране. Сплошные линии — экспериментальные кривые; штриховые — расчетные кривые

влияние трения (при правильной организации перепуска топлива) может быть сведено к минимуму, что особенно важно при малых расходах топлива.

Как показали исследования [8], оптимальным является перепуск топлива через шайбу, имеющую ряд отверстий или кольцевую щель, расположенную на среднем радиусе $0 \leq r \leq R_k$ (R_k — радиус камеры закручивания).

На рис. 49, а представлены характеристики расхода форсунки с перепуском для трех законов изменения давления перепуска (кривые 6, 7, 8), а также соответствующие зависимости давления перепуска от давления перед форсункой (кривые 9, 10). Кран перепуска при давлении, не превышающем $p_T = 10^6$ Па, открыт полностью, при повышении давления начинает закрываться и при $p_T = 5 \cdot 10^6$ Па закрыт.

Как видно, форсунка с перепуском обладает достаточно большим диапазоном расходов. Так, в интервале $p_r = (0,3 \div 5) 10^6$ Па расход через сопло $G_c = 1,1 \div 95$ г/с, т. е. изменяется в 86,5 раза. Для нерегулируемых форсунок в указанном интервале давлений расход возрастает всего в 4,1 раза.

Зависимости расходов через сопло G_c , перепускаемого топлива $G_{\text{ц}}$ и суммарного через форсунку $G_{\text{ф}}$, а также корневого угла факела от давления перед форсункой при изменении давления перепуска по кривой 7 представлены на рис. 49, б.

При малых значениях G_c (открытом перепуске) коэффициент кратности достигает 50, но затем с увеличением сопротивления крана быстро падает. Результаты расчета, выполненного по эффективной характеристике, удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными. Аналогичный результат получен и для других зависимостей $p_{\text{п}} = f(p_r)$. Удовлетворительное совпадение экспериментальных и расчетных значений коэффициента расхода сопла и корневого угла факела получается в том случае, когда характеристика расхода перепускной форсунки при закрытом перепуске близка к характеристике для идеальной жидкости. В противном случае необходимо вводить поправки, учитывающие влияние вязкости жидкости на гидравлические параметры форсунки. Некоторые экспериментальные данные, относящиеся к этому вопросу, содержатся в работе С. Л. Брискина [10].

Основной недостаток форсунок с перепуском состоит в необходимости больших расходов топлива через форсунку (расход топлива через форсунку в десятки раз превышает расход через сопло). Однако, несмотря на этот недостаток, удастся создать топливную систему с использованием перепускных форсунок, удовлетворяющую требованиям авиационных газотурбинных двигателей [11].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Алексеев А. В., Кондак Н. М.** Центробежные форсунки газотурбинных двигателей. Киев, Гостехиздат УССР, 1958. 88 с.
2. **Витман Л. А., Кацнельсон Б. Д., Палеев И. И.** Распыливание жидкости форсунками. М.—Л., Госэнергоиздат, 1962. 264 с.
3. **Прахов А. М.** Некоторые особенности центробежных форсунок ГТД.— В кн.: Автоматическое регулирование авиадвигателей. Вып. 4, М., Оборонгиз, 1962. 135 с.
4. **Кулагин Л. В., Морошкин М. Я.** Форсунки для распыливания тяжелых топлив. М., «Машинностроение», 1973. 200 с.
5. **Gas-turbine sprayer design.** — «Oil Engine and Turbine», 1950, vol. 17, № 202, p. 231—234.
6. **The Dowty Spill-Burner Fuel System.** — «Aircraft Engineering», 1955, vol. 25, № 291, p. 481—485.
7. **Кулагин Л. В.** Исследование работы двухспловых двухступенчатых форсунок. М., Трансжелдориздат, 1962. 20 с. (Труды Всесоюз. НИИ железнодорожного транспорта, вып. 241).

8. **Распыливание жидкостей.** М., «Машиностроение», 1967. 263 с. Авт.: Бородин В. А., Дитякин и др.
9. **Кулагин Л. В.** Исследование работы двухконтурных форсунок. — «Теплоэнергетика», 1963, № 11, с. 39—42.
10. **Брискин С. Л.** К определению коэффициента расхода центробежной форсунки с обратным сливом. — «Теплоэнергетика», 1963, № 10, с. 92—95.
11. **Carey F.** The development of the spill flow burner and its control system for gas turbine engines. — «Journ. of the Royal Aeronautical Society». 1954, vol. 58, № 527, p. 737—753.
12. **Пажи Д. Г., Корягин А. А., Ламм Э. Л.** Распыливающие устройства в химической промышленности. М., «Химия», 1975. 199 с.

Часть II

***Основы
процесса
распыливания
жидкости***

***Процессы
образования
и распада
жидких струй
и пленок***

***Теория распада
струй, пленок
и капель***

***Дисперсность
жидкостей,
распыленных
форсунками***

Процессы образования и распада жидких струй и пленок

Цилиндрические сопла. Так как формы распада струи жидкости, вытекающей из цилиндрического сопла, хорошо изучены, то приведем лишь основные выводы проведенных исследований. При малых значениях скорости струя на некотором расстоянии от сопла начинает деформироваться. Амплитуды осесимметричных деформаций нарастают, и струя распадается на отдельные крупные капли равного диаметра (рис. 50, а). Этот вид распада струи называют осесимметричным.

С увеличением скорости струи характер деформаций и распада изменяется: возникают волнообразные деформации, и ось струи искривляется. Эти деформации усиливаются под действием газообразной среды, что приводит к волнообразному распаду (рис. 50, б). Наконец, при еще большем увеличении скорости длина нераспавшегося участка струи резко сокращается, и распад начинается вблизи сопла; образуется факел распыленной жидкости, состоящий из многочисленных мелких капель, размеры которых меняются в широких пределах. Возникновение капель можно объяснить появлением на поверхности струи малых, по сравнению с ее радиусом, волн и отрывом от них гребней.

Как указывалось, при вытекании струи из соплового отверстия сначала образуется сплошной (нераспавшийся) участок (рис. 50). Знать длину L_c этого участка весьма важно в случае практического применения форсунок для распыливания жидкого топлива, насадок, создающих водяные струи для тушения пожаров, форсунок в гидромониторах, для систем дождевания и др. На рис. 51 представлены экспериментальные зависимости длины нераспавшейся части струи от скорости истечения жидкости в воздух для сопел двух диаметров [1].

В случае истечения воды (рис. 51, б) длина L_c сначала растет линейно, достигает первого максимума и уменьшается.

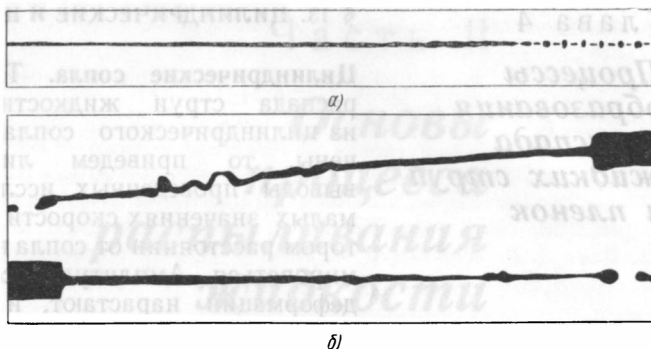


Рис. 50. Струя в режиме:
 а — осесимметричного распада; б — волнообразного распада

После переходного участка она снова возрастает, достигает второго максимума и затем постепенно сокращается. Для дизельного топлива (рис. 51, а) имеет место лишь один максимум. Следует отметить, что наличие двух максимумов при истечении водяной струи было замечено рядом исследователей [1—4]. Линиями 1—1' обозначены концы прямолинейных участков осесимметричного распада, линией 1'—1' — начало перехода к волнообразному распаду, линиями 2—2' — место максимумов и линией 3—3' — переход к распыливанию.

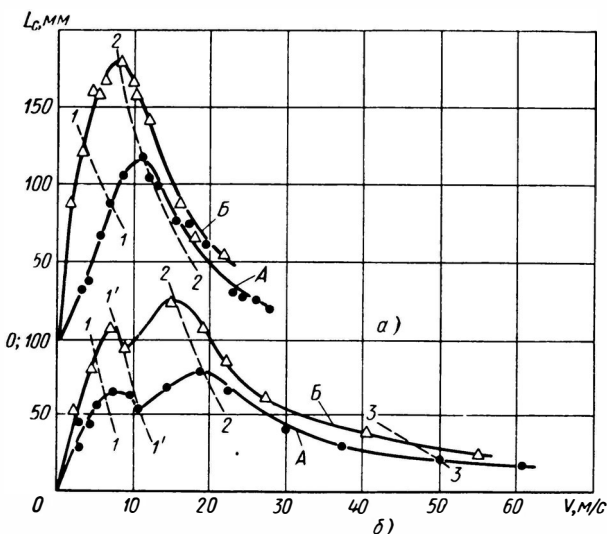


Рис. 51. Зависимость длины нераспавшейся части струи от скорости истечения в атмосферу:
 а — дизельного топлива; б — воды; А — при $d_c = 0,38$ мм; Б — при $d_c = 0,7$ мм

Количественно оценить длину нераспавшейся части струи можно с помощью безразмерных критериев. Для обработки результатов опытов была получена критериальная зависимость

$$L_c/\delta = CW_2^a Lp^b M^d N^f. \quad (88)$$

Опыты проводили с соплами струйных форсунок, используемых в двигателях внутреннего сгорания. При отношении длины сопла к его диаметру $L_c/\delta = 2 \div 5$ развитый ламинарный поток в сопле может иметь место при очень малых числах $Re = 50 \div 100$. При больших значениях числа Рейнольдса на выходе из сопла поток может быть как ламинарным, так и турбулентным. Следовательно, коэффициенты C, a, b, d, f , входящие в формулу (88), должны зависеть от отношения L_c/δ и соответственно от конструкции и размеров канала, подводящего жидкость к сопловому отверстию.

Для осесимметричного распада струи (прямолинейные участки до линии $I-I$ на рис. 51) справедлива следующая формула:

$$\frac{L_c}{\delta} = 10,5W_2^{0,5}M^{-0,5}(1 + Lp^{-0,5}), \quad (89)$$

где $W_2/M \leq 320$.

Для переходного участка между линиями $I-I$ и $I'-I'$ в случае водяной струи (рис. 51, а) получена следующая формула:

$$\frac{L_c}{\delta} = 20W_2^{0,5}M^{-0,5} \exp(-0,237W_2M) Lp^{-0,035}. \quad (90)$$

Эта формула пригодна для значений $W_2 = 1,6 \div 40$. Режим волнообразного распада может быть описан следующей формулой:

$$\frac{L_c}{\delta} = 48W_2^{-0,83}M^{-0,5}Lp^{-0,096}, \quad (91)$$

а режим распыливания — формулой

$$\frac{L_c}{\delta} = 435W_2^{-0,71}M^{-0,5}Lp^{-0,303}. \quad (92)$$

Формула (91) справедлива для значений $W_2/M = 1600 \div 16\,000$, а формула (92) — для значений $W_2/M = 10\,000 \div 40\,000$. Влияние критерия вязкости $N = \mu_2/\mu_1$ в данных опытах не было выявлено, так как испытывались жидкости небольшой вязкости. Для использования приведенных выше критериальных формул для оценки длины нераспавшейся части струи необходимо знать границы отдельных областей распада. С помощью скоростной киносъемки изучали переход одной формы распада струи к другой некоторых жидкостей, вытекающих в атмосферу из цилиндрических сопловых отверстий различных диаметров. Поскольку влияние плотности газообразной среды ρ_2 не исследовали, то границы перехода строили в координатах $Re = V\delta\rho_1/\mu_1$ и Lp .

На рис. 52 в координатах $Lp^{-0,5}$ и Re даны результаты этих опытов. Прямые разграничивают области осесимметричного, вол-

нообразного распада и распыливания. Уравнения кривых имеют вид

$$\frac{\lg Re}{\lg Re_0} + \frac{\lg Lp^{-0,5}}{\lg Lp_0^{-0,5}} = 1$$

или

$$Lp = Lp_0 Re^{-\frac{\lg Lp_0}{\lg Re_0}},$$

где Re_0 и Lp_0 — константы ($Re_0 = 240$; $\lg Lp_0 = -5,860$). Существенное значение при переходе из одной области распада струи в другую имеют начальные возмущения, накладываемые на струю, т. е. области распада могут смещаться как в сторону больших чисел Re (небольшие начальные возмущения), так и в сторону малых чисел Re (большие начальные возмущения), причем граничная прямая смещается параллельно самой себе.

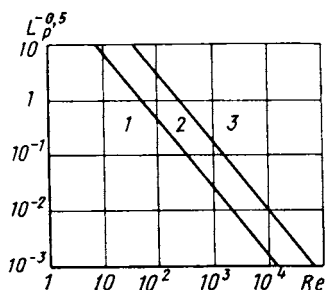


Рис. 52. Области распада цилиндрической струи:

1 — осесимметричного; 2 — волнообразного; 3 — распыливания

Согласно результатам опытов величина Re_0 является характеристикой начальных возмущений, а величина $Lp_0 = \text{const}$ для данного сопла и не зависит от начальных возмущений. Положение граничных кривых между областями распада струи определяется также

критериями M и N . Были получены следующие критерийные формулы для границ перехода:

от осесимметричного распада струи к волнообразному [1]

$$Re = 4,06Lp^{0,349}M^{-0,525}, \quad (93)$$

от волнообразного распада к распыливанию

$$Re = 16,2Lp^{0,434}M^{-0,525}. \quad (94)$$

Приняв в этих формулах $Re = 1$ и $Lp = 1$, получим значения констант Re_0 и Lp_0 для каждой из областей распада струи.

При исследовании распада водяных струй на режиме турбулентного течения (область между линиями 1'—1' и 2—2, рис. 51) применяли сопловые отверстия с отношением $l_c/\delta = 100$ [4]. При обработке результатов измерений вместо безразмерной длины L_c/δ использовали параметр устойчивости

$$\lambda = \frac{L_c \delta}{W_1^{0,5} (1 + 3Lp^{-0,5})},$$

где $W_1 = W_2 M^{-1} = \rho_1 V^2 \delta / \sigma$ — критерий Вебера, рассчитанный по плотности жидкости.

Этот параметр был выбран потому, что λ представляет собой величину, обратную скорости роста, или логарифм начального уровня возмущений. Выражение для λ получено на основе теории потери устойчивости ламинарной струи вязкой жидкости, вытекающей в вакуум. На рис. 53 показаны опытные зависимости λ (Re)

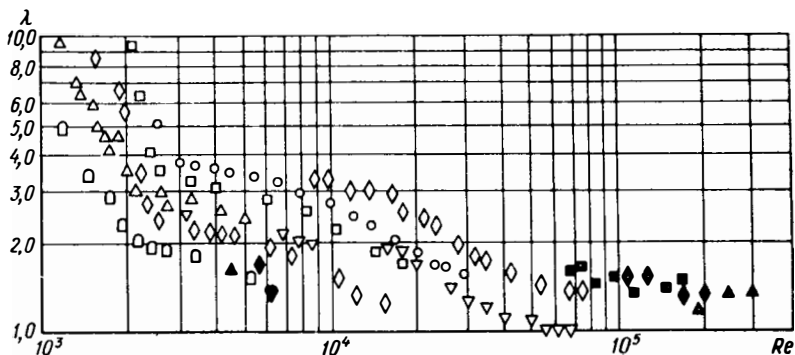


Рис. 53. Зависимость параметра устойчивости λ от числа Рейнольдса: светлые значки — $l_c/\delta = 102 \div 103$; черные значки — $l_c/\delta = 100$

с большим разбросом точек, особенно за счет точек, соответствующих соплам небольшой длины ($l_c/\delta = 7$). В опытах варьировали диаметры сопловых отверстий, материал сопел, меняли жидкость.

Рассмотрим, как влияет относительная длина сопла l_c/δ на относительную длину нераспавшейся части струи [5, 6]. На рис. 54 приведены данные измерений длины ламинарной струи L_c , выте-

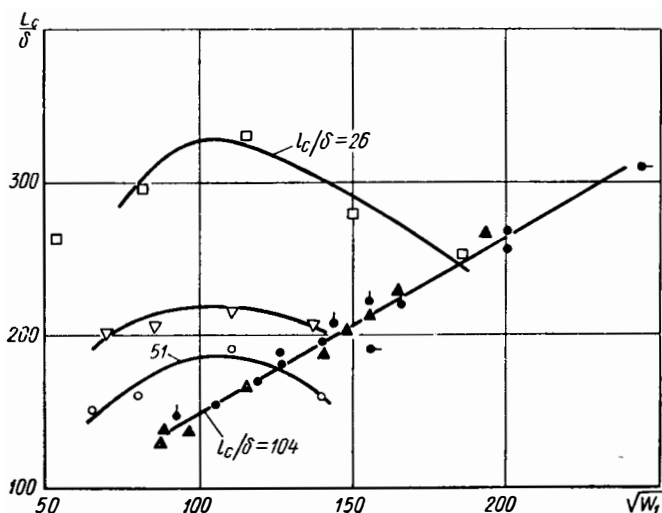


Рис. 54. Зависимость относительной длины нераспавшегося участка струи L_c/d_c от \sqrt{Wr}

кающей из сопл различной длины [5]. Как видим, на прямолинейном участке относительная длина сопла l_c/δ не влияет на величину L_c , тогда как на переходном это влияние сказывается существенно.

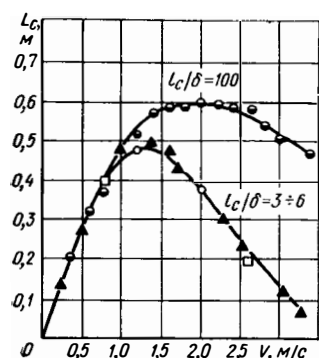


Рис. 55. Влияние относительной длины сопла l_c/d_c на длину нераспавшейся части струи

На рис. 55 для сопоставления приведены результаты измерений длин нераспавшейся части турбулентной струи для длинных сопел ($l_c/\delta = 100$) и коротких ($l_c/\delta = 3 \div 6$). Если у длинных сопел величина L_c монотонно возрастает с ростом критерия W_1 , то у коротких сопел происходит ограничение длины струи. Отсюда следует, что применение критериальной зависимости вида (88) должно быть ограничено определенным диапазоном величины l_c/δ .

Для того чтобы рассмотреть отдельно влияние начальных возмущений и окружающей газовой среды, для каждой кривой λ (Re), следует определить значение параметра λ_1 , соответствующее критерию $W_1 = 1$. Величина λ_1 характеризует ту часть кривой, где $W_1 < 1$, т. е. влияние окружающей газовой среды пренебрежимо мало. Следовательно, с помощью параметра λ_1 можно определить уровень начальных возмущений, накладываемых соплом на выте-

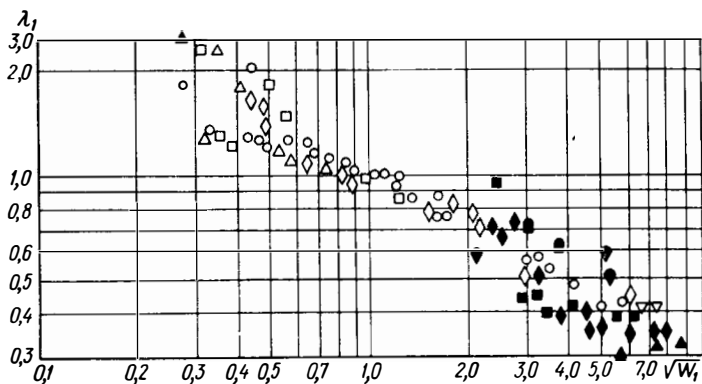


Рис. 56. Зависимость критерия λ_1 , учитывающего влияние окружающей среды на вытекающую струю, от $\sqrt{W_1}$

кающую струю. Результаты обработки кривых, показанных на рис. 54, с помощью этого параметра представлены на рис. 56 в виде зависимости λ_1 от критерия $\sqrt{W_1}$. Как видно, экспериментальные точки с небольшим разбросом укладываются у прямой в области $W_1 > 1$, причем разброс несколько больше при $W_1 < 1$.

Параметр начальных возмущений λ_1 в принципе может зависеть от критериев L_p , M и N . На рис. 57 представлена зависимость

параметра λ_1 от критерия Lp [5]. Уравнение прямой в логарифмических координатах $\lambda, \lambda_1 = f(1/\sqrt{W_1})$ может быть получено для каждой из областей распада струн. Так, например,

$$\frac{\lambda}{\lambda_1} = (1/\sqrt{W_1})^{-0,495}.$$

Для степенных формул вида (88)

$$\frac{\lambda}{\lambda_1} = (1/\sqrt{W_1})^{2a-1},$$

где a — показатель степени критерия W_1 .

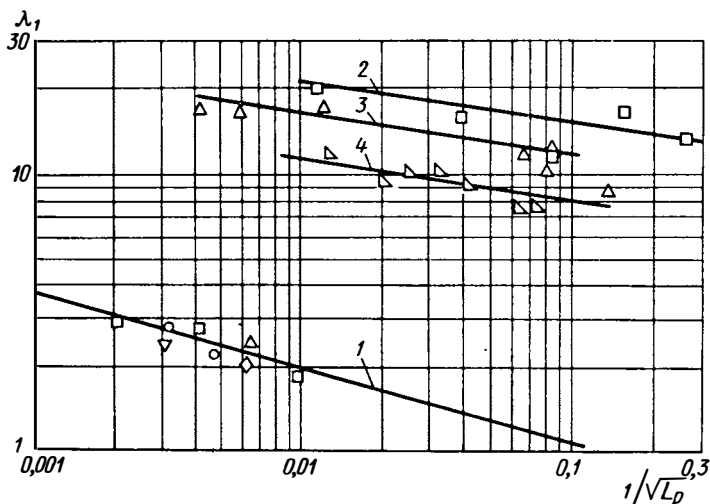


Рис. 57. Зависимость асимптотических значений λ_1 от $1/\sqrt{Lp}$:
1 — турбулентная струя; 2, 3, 4 — ламинарные струи

Для области осесимметричного распада $a = 0,5$ и $\lambda/\lambda_1 = 1$; для областей волнообразного распада и распыливания соответственно

$$\frac{\lambda}{\lambda_1} = (1/\sqrt{W_1})^{-2,66},$$

$$\frac{\lambda}{\lambda_1} = (1/\sqrt{W_1})^{-2,42}.$$

Аппроксимируя зависимость $\lambda_1(Lp)$, получим формулу для области турбулентного распада струй [4]:

$$\frac{L_c}{\delta} = 0,554 W_1^{0,252} M^{-0,5} Lp^{0,279} (1 + 3Lp^{-0,5}). \quad (95)$$

Щелевые сопла. При вытекании жидкости из щелевого сопла образуется веерообразная пленка плоская с двух сторон (рис. 58). Особенность такой пленки состоит в том, что ее распад происходит

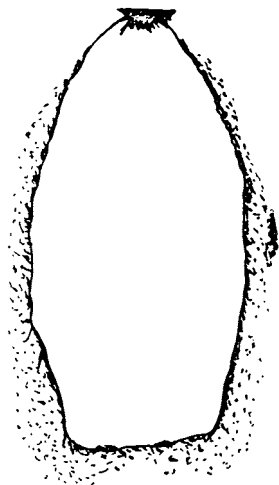


Рис. 58. Вид жидкой пленки, вытекающей из щелевого сопла

по двум причинам [7]: 1) на пленке возникают отверстия (перфорации), которые увеличиваются до появления сетки, состоящей из тонких нитей; эти нити распадаются и образуют капельки мелких каплей; 2) под прямым углом к направлению потока жидкости образуются неустойчивые волны; амплитуды этих волн нарастают и приводят к распаду пленки на ряд параллельных нитей, которые дробятся на капли. Веерообразная форма пленки была рассчитана с помощью полуэмпирического метода [8]. На рис. 59 показана схема расчета пленки, вытекающей из узкой щели, длина которой равна d_0 , а ширина — h_0 . В этом методе предполагается, что при отсутствии внешних сил толщина пленки δ изменяется с расстояния r от начала координат по закону $\delta = K_3/r$ (K_3 — эмпирический параметр, мм², зависящий от отношения d_0/h_0). На рис. 60 даны зависимости K_3 и коэффициента расхода щелевого сопла μ от отношения d_0/h_0 [8].

В предположении, что на большей части контура пленки угол между касательной к контуру и радиус-вектором r невелик (см. рис. 59), получено следующее уравнение контура пленки [7]:

$$2\psi^{-1}r = 1 - \cos(\alpha - \alpha_0) + \frac{3}{2}(\alpha - \alpha_0)^2, \quad (96)$$

где $\psi = 0,5\rho_1 u^2 K_3$; u — скорость жидкости в пленке вдоль любой линии тока; $u = \mu \sqrt{2 \Delta p / \rho_1}$; Δp — разность давлений жидкости.

Угол α_0 можно определить по формуле, полученной на основе уравнения неразрывности:

$$\alpha_0 = \pi/2 - \frac{Q}{2uK_3},$$

где Q — объемный расход жидкости, см³/с.

Расстояние от начала контура пленки до плоскости щелевого сопла $a = 2d \operatorname{tg} \alpha_0$.

Для проверки справедливости уравнения (96) были поставлены опыты, в которых варьировали размеры щелевых сопел, меняли жидкость. Сопоставление результатов расчета контура пленки с данными экспериментов показало хорошее их согласование.

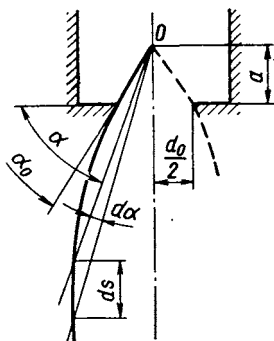


Рис. 59. Схема расчета жидкой пленки

Радиус (длина) нераспавшейся части пленки может быть оценен по критериальным формулам [9] на основе измерений, полученных при различных противодавлениях среды. Длину пленки $l = r^2 K_3$, определяют:

при $M = \rho_2/\rho_1 < 1,3 \cdot 10^{-3}$ из уравнения

$$l = \frac{18}{M} \left(\frac{W_1}{l} \right)^{0,5} \frac{\frac{W_1}{l} - 1}{\left(\frac{W_1}{l} - 1 \right)^2},$$

где критерий Вебера $W_1 = \rho_1 V^2 \sqrt{K_3}/\sigma$;

при $M > 5,8 \cdot 10^{-3}$ из формулы

$$\frac{r}{\sqrt{K_3}} = 31,2 M^{-1,5} W_1^{-1}.$$

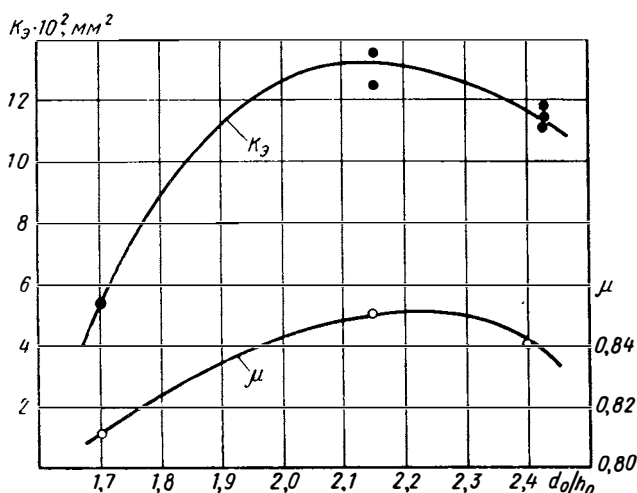


Рис. 60. Зависимость параметра K_3 и коэффициента расхода щелевого сопла μ от отношения длины сопла к его ширине d_0/h_0

Пленки при воздействии газового потока. Рассмотрим воздействие воздушного потока на распад пленки, вытекающей из тонкой кольцевой щели перпендикулярно потоку [9]. При отсутствии воздушного потока (рис. 61, а) пленка не деформируется и распадается по периферии, образуя крупные капли. При малой скорости воздуха (рис. 61, б) пленка при соударении с ним сначала деформируется и образует так называемый зонтик, на краю которого возникает толстый неустойчивый валик, распадающийся на капли.

При увеличении скорости воздуха пленка разрушается под действием возмущений, и от ее края отрываются более мелкие капли (рис. 61, в). При большой скорости воздуха периферийные волны начинают преобладать, и с поверхности пленки отрываются

гребешки, образующие капли малого размера (распыливание) (рис. 61, *з*). Если поток воздуха, обтекающего пленку, закручивать относительно оси пленки, то это расширит факел распыленной жидкости, улучшит распределение капель в пространстве и уменьшит их размеры.

При обтекании струи жидкости газовым потоком, нормальным к оси струи, обнаруживается ряд особенностей, отличающих этот

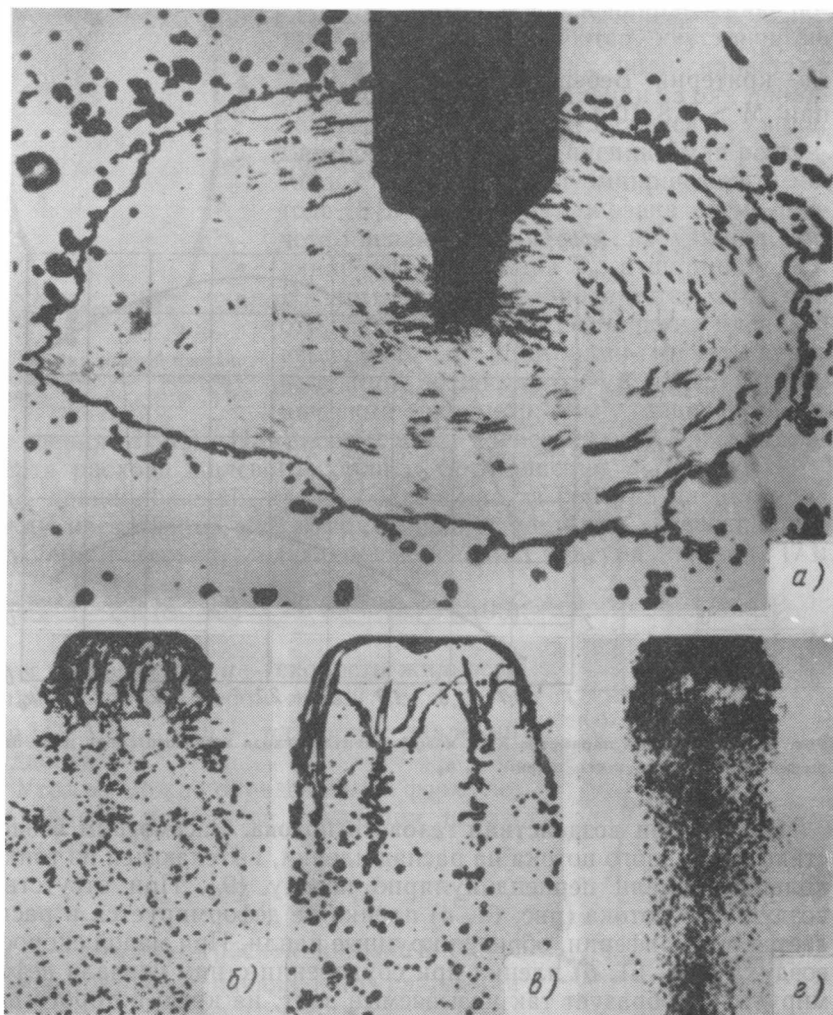


Рис. 61. Вид пленки жидкости, вытекающей из кольцевой щели перпендикулярно воздушному потоку:

а — при отсутствии воздушного потока ($V_{\text{п}} = 0$), ширина щели 265 мкм; *б* — при $V_{\text{п}} = 7,6$ м/с, толщине пленки при соударении с воздушным потоком $\delta_{\text{пл}} = 58$ мкм; *з* — при $V_{\text{п}} = 30,5$ м/с; *з* — при $V_{\text{п}} = 91,4$ м/с, $\delta_{\text{пл}} = 88$ мкм

распад от распада в спутном потоке. У корня струи возникает более или менее протяженный участок (длиной в несколько L_c/δ), где струя возмущена незначительно. Далее расположен участок с большими возмущениями. Под действием воздуха до момента распада струя как бы расплющивается, превращаясь в своеобразную пленку, которая затем распадается на капли.

§ 14. СОУДАРЯЮЩИЕСЯ СТРУИ

При соударении двух струй образуется жидкая пленка (рис. 62, а), на поверхности которой можно обнаружить периферические волны и радиальные складки, распространяющиеся от точки соударения струи (рис. 63) [10]. В результате наложения складок и периферических волн появляются гребни, из которых после их отрыва образуются капли. Кроме того, капли возникают в результате дробления края пленки.

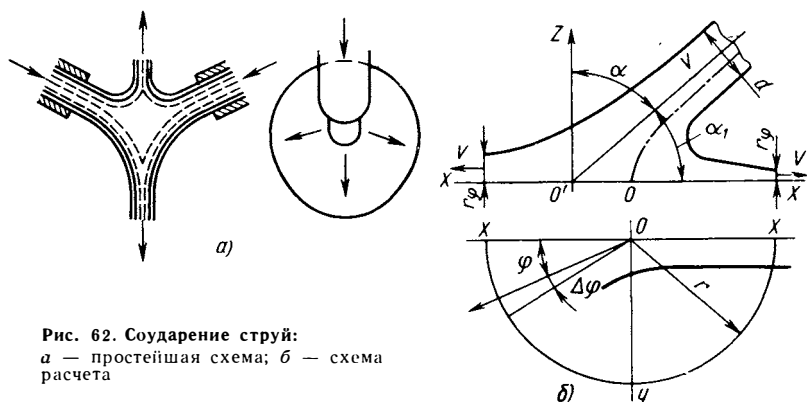


Рис. 62. Соударение струй:
а — простейшая схема; б — схема расчета

Для определения формы пленки и расчета ее толщины рассмотрим течение невязкой и несжимаемой жидкости после соударения под углом 2θ двух струй равного диаметра d [11]. Из точки пересечения струй жидкость будет растекаться радиально, образуя пленку, лежащую в плоскости симметрии. Так как обе струи растекаются симметрично, то можно ограничиться рассмотрением одной струи, считая плоскость симметрии непроницаемой (см. рис. 62, б).

Введем систему координат r, φ , а начало координат поместим в точке, где течение полностью тормозится. Предположим, что тангенциальное перетекание жидкости отсутствует, т. е. $\partial V/\partial\varphi = 0$.

На достаточно большом расстоянии r от точки соударения струй искривлением линий тока в пленке можно пренебречь и считать давление жидкости по длине пленки постоянным и равным давлению окружающей среды. Тогда из уравнения Бернулли следует, что скорости в струе и пленке должны быть одинаковыми (при по-

стоянстве давления окружающей среды). Напишем выражение для расхода жидкости в элементарном секторе с углом $\Delta\varphi$:

$$\Delta G_\varphi = \rho_1 V \delta_\varphi r \Delta\varphi,$$

где δ_φ — переменная толщина пленки в рассматриваемом сечении цилиндрической поверхности радиусом r .

Из этого уравнения следует, что при постоянной скорости толщина пленки изменяется в зависимости от r по гиперболическому закону. Из условий сохранения расхода и сохранения количества движения получим следующие соотношения:

$$\int_0^{2\pi} \delta_\varphi d\varphi = \frac{\pi d^2}{4r} \quad (97)$$

и

$$\int_0^{2\pi} \delta_\varphi \cos \varphi d\varphi = \frac{\pi d^2}{4r} \sin \vartheta,$$

$$\int_0^{2\pi} \delta_\varphi \sin \varphi d\varphi = 0. \quad (98)$$

Найдем закон изменения толщины пленки в выбранном сечении как частное решение системы уравнений (97) и (98):

$$\delta_\varphi = \frac{\delta_1}{1 - \sin^n \vartheta \cos \varphi}, \quad (99)$$

Рис. 63. Вид пленки, образующейся при соударении струй

где δ_1 , n (функция угла ϑ) — неизвестные величины. Подставляя это уравнение в формулы (97) и (98) и производя необходимые преобразования, получим

$$\delta_\varphi = \frac{\delta_0 \cos^2 \vartheta}{1 + \sin^2 \vartheta - 2 \sin \vartheta \cos \varphi}, \quad (100)$$

где $\delta_0 = 0,125d^2/r$.

Из формулы (100) следует, что толщина пленки в любом сечении цилиндрической поверхности не зависит от скорости течения жидкости, а является функцией диаметра d и угла соударения струй $\vartheta = \pi/2 - \vartheta_1$. Максимальная толщина пленки при $\varphi = 0$

$$\delta_{\max} = \frac{h_0 \cos^2 \vartheta}{1 + \sin^2 \vartheta - 2 \sin \vartheta}.$$

Относительная толщина пленки

$$\bar{\delta}_\varphi = \frac{\delta_\varphi}{\delta_{\max}} = \frac{1 + \sin^2 \vartheta - 2 \sin \vartheta}{1 + \sin^2 \vartheta - 2 \sin \vartheta \cos \varphi}. \quad (101)$$

При соударении двух струй толщина пленки, вычисленная по формулам (100) или (101), удваивается. Экспериментальная проверка формулы (101) показала необходимость введения поправки,

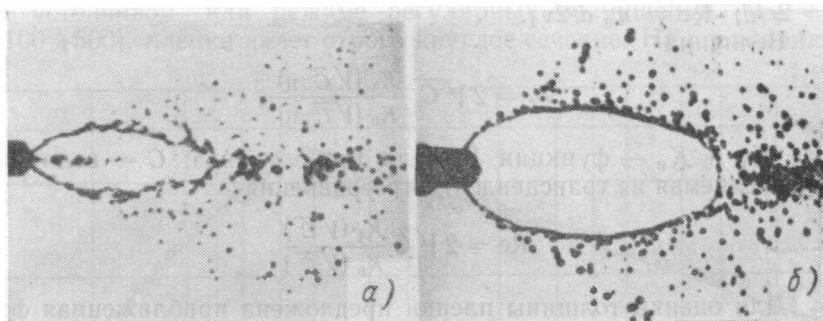


Рис. 64. Жидкая пленка, образующаяся при соударении двух струй, вытекающих со скоростью 7,3 м/с при угле между струями:
а — 50°; б — 80°

учитывающей влияние тангенциальных течений [11]. С учетом этой поправки формула (101) принимает вид

$$\bar{\delta}_{\varphi_d} = \frac{1 + \sin^2 \vartheta - 2 \sin \vartheta}{1 + \sin^2 \vartheta - 2 \sin \vartheta \cos(a\varphi)},$$

где $a = \cos^{2/3} \vartheta$ — экспериментальный коэффициент; $0 \leq \vartheta \leq 60^\circ$.

Из уравнения (100) можно получить уравнение контура пленки в горизонтальной плоскости. Решая его относительно r , получим уравнение эллипса в полярных координатах:

$$r = \frac{p}{1 - e \cos \varphi},$$

где

$$p = \frac{d^2}{8\delta_\varphi} \frac{\cos^2 \vartheta}{1 + \sin^2 \vartheta}; \quad e = \frac{2 \sin \vartheta}{1 + \sin^2 \vartheta}.$$

Действительно, фотоснимки пленки показывают, что контур ее в горизонтальной плоскости представляет собой эллипс (рис. 64). Получена также формула для определения относительной толщины пленки [12]:

$$\bar{\delta}_\varphi = \frac{(1 - \sin \vartheta)^2}{(1 - \sin \vartheta \cos \varphi)^2}. \quad (102)$$

Сопоставление результатов расчетов по этой формуле с опытными данными [13, 14] показало их хорошее согласование [15]. Таким образом, теоретическая формула (102) также может быть использована в расчетах. Влияние вязкости на толщину пленки при соударении ламинарных струй можно оценить по формуле [15]

$$2\delta/d = \frac{Re \eta}{\lambda_c},$$

где $\lambda_c = 0,5du/v_1$ — безразмерная радиальная скорость; $\eta = 2r/d$; $Re = u_0 d/2v_1$.

Величина

$$\lambda_c = 2\sqrt{C} \frac{K_1(\sqrt{C}\eta)}{K_0(\sqrt{C}\eta)},$$

где K_1 и K_0 — функции Бесселя второго ряда; C — величина, определяемая из трансцендентного уравнения

$$Re = 2\sqrt{C} \frac{K_1(\sqrt{C})}{K_0(\sqrt{C})}.$$

Для оценки толщины пленки предложена приближенная формула

$$2\delta/d = \frac{1 + Re}{1 + \eta Re}.$$

При соударении струи круглого сечения с горизонтальной жесткой стенкой образуется жидкая пленка, рассчитать толщину которой можно по следующим формулам [16]:

для ламинарной струи

$$2\delta/D = 1,22Re^{-1}\eta^2 + 0,696\eta^{-1}; \quad (103)$$

для турбулентной струи

$$2\delta/D = 0,0158 Re^{-0,25}\eta^{1,25} + 0,511\eta^{-1}, \quad (104)$$

где D — диаметр струи.

По этим уравнениям для рассматриваемого случая соударения струи критическое число Рейнольдса $Re = 2,57 \cdot 10^4$. Из формул (103) и (104) следует, что относительная толщина пленки имеет минимумы соответственно на расстояниях $\eta = 0,656Re^{0,333}$ и $\eta = 4,20Re^{0,111}$. Таким образом, при соударении струи с горизонтальной плоскостью образуются жидкие пленки с минимальной толщиной: для ламинарной струи $2\delta_{\min}/d = 1,59Re^{-0,333}$; для турбулентной струи $2\delta_{\min}/d = 0,210Re^{-0,111}$.

Размер пленки (радиус или большую ось) определяют по результатам опытов. Безразмерный радиус (или большую ось) пленки можно найти по степенному критериальному уравнению

$$\frac{r}{D} = cW_1^a Lp^b M^d N^f. \quad (105)$$

На рис. 65 представлены результаты критериальной обработки измерений радиуса нераспавшейся пленки круглого сечения ($\alpha = 0$) [17]. В этих опытах критерии M и N постоянны, а влияние критерия L_p не учитывалось, поэтому формула (105) имеет более простой вид:

$$2r/D = cW_1^a,$$

где $W_1 = \rho_1 Du^2/\sigma$.

На рис. 65 можно выделить три режима распада пленки. В первом устойчивом, или режиме регулярных возмущений ($W_1 = 100 \div 500$), пленка имеет строго круглое сечение. На периферии

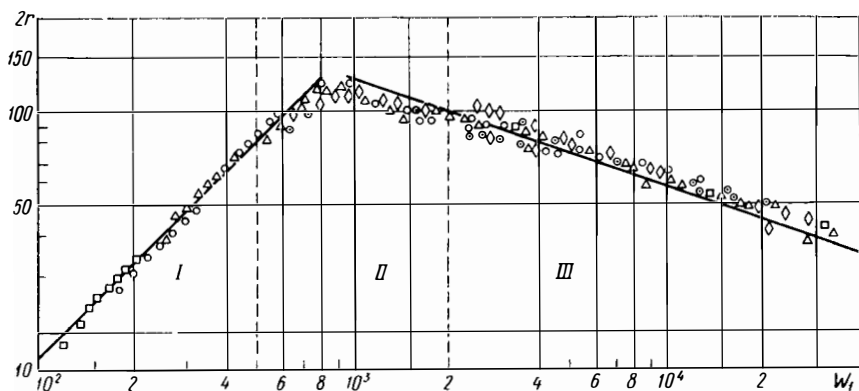


Рис. 65. Зависимость относительного диаметра нераспавшейся круговой жидкой пленки от критерия W_1 :

I — режим регулярных возмущений; *II* — переходный режим; *III* — режим нерегулярных возмущений; \square — $d_c = 1,58$ мм; \circ — $d_c = 2,38$ мм; \triangle — $d_c = 3,18$ мм; \diamond — $d_c = 3,96$ мм; \odot — $d_c = 4,77$ мм

пленки возникают капли, которые перемещаются вдоль пленки, увеличиваются в размере и, наконец, отделяются от пленки. Второй режим ($W_1 = 500 \div 2000$) является переходным, сечение периферии пленки приобретает зубчатую форму. В этом режиме радиус пленки имеет наибольшее значение. Третий режим ($W_1 = 2000 \div 3 \cdot 10^4$) — неустойчивый. По пленке распространяются антисимметричные волны большой амплитуды, которые разрушают периферию с образованием мелких капель.

Для первого и третьего режимов распада пленки получены следующие эмпирические формулы:

$$2r/d = 0,167W_1; \quad (106)$$

$$2r/d = 1250W_1^{-0,333}. \quad (107)$$

Если угол между сталкивающимися струями $\alpha > 0$, то безразмерный радиус или большую ось пленки можно определить по приведенным формулам с поправкой на наклон струй. Примени-

тельно к струям идеальной жидкости предполагается, что после разворота струй, обусловленного соударением с плоской преградой или с другой струей, они имеют форму, аналогичную форме истечения струи из источника круглого сечения переменной высоты. При этом центр источника O_1 будет смещен относительно точки пересечения оси струи с плоскостью на величину $\Delta = OO'$ (см. рис. 62, б). Тогда наибольший размер

$$R + \Delta = r(1 + \sin \alpha).$$

Следовательно, формулы (106) и (107) для случая, когда струи наклонены на угол α , примут вид

$$\frac{2r}{d(1 + \sin \alpha)} = 0,167W_1;$$

$$\frac{2r}{d(1 + \sin \alpha)} = 1250W_1^{-0,333}.$$

§ 15. ЦЕНТРОБЕЖНЫЕ ФОРСУНКИ

В широко применяемых центробежных форсунках жидкость перед выходным отверстием сопла приобретает интенсивное вращение в камере закручивания, куда она поступает через тангенциальные каналы и образует утончающуюся пленку, представляющую собой полой конус. Распад пленки на капли можно проследить по фотоснимкам. При малых скоростях истечения пленка принимает форму пузыря (рис. 66, а). Выходящая жидкость образует неразорванную тонкую пленку, которая вторично стягивается под влиянием сил поверхностного напряжения.

При увеличении скорости истечения эта форма переходит в форму тюльпана (рис. 66, б), а по мере дальнейшего увеличения скорости длина пленки сокращается и место образования капель смещается к соплу до тех пор, пока пленка не начнет распадаться вблизи сопла. Такая форма распада при сформировавшемся жидкостном факеле называется распыливанием (рис. 66, в).

По фотографиям распадающейся пленки, полученным при экспозициях 10^{-5} — 10^{-6} с, видно, что распаду предшествует быстрое нарастание возмущений, однако вблизи сопла всегда имеется участок нераспавшейся пленки. На ее поверхности распространяются волны, у которых по мере истечения интенсивно возрастает амплитуда, что приводит к отрыву гребней.

Оторвавшиеся частицы жидкости под действием сил поверхностного натяжения формируются в капли. Толщина пленки при ее разрушении бывает очень малой, однако диаметры капель могут превышать ее толщину.

Пленка, вытекающая из центробежной форсунки, — результат закручивания жидкости в камере. Такую пленку можно хорошо рассмотреть, наблюдая истечение при малых давлениях подачи или когда истечение происходит в газовую среду с плотностью

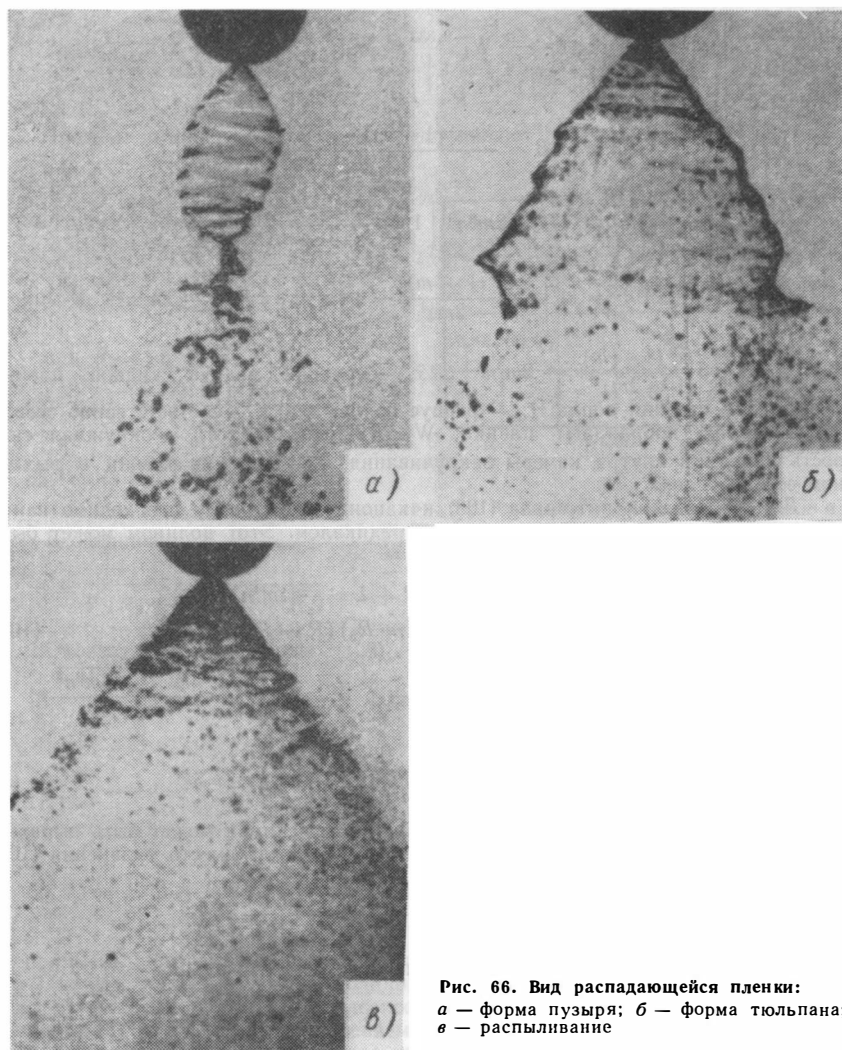


Рис. 66. Вид распадающейся пленки:
a — форма пузыря; *b* — форма тюльпана;
v — распыливание

ниже атмосферной. В уравнении, описывающем форму жидкой пленки [18, 19] и являющемся условием равновесия сил, действующих на пленку, не учтены силы, возникающие вследствие ее искривления в меридиональной плоскости.

Уравнение поверхности жидкой пленки имеет вид

$$X = \int_1^R \frac{(AR^2 + BR) dR}{\sqrt{CR^4 + DR^3 + \bar{E}R^2 + \bar{F}R + L}}, \quad (108)$$

где

$$m = \frac{r_0}{r_a}; \quad n = \frac{r_a}{r_0} W_1^{-0,333} = W_1^{-0,333}/m; \quad X = x/r_a;$$

$$R = r/r_a;$$

$$A = 2m^2n^3; \quad B = \frac{2m^3(1-m) - 2m^3n^3(1-2m)^4}{(1-m)^4};$$

$$C = -4m^4n^6; \quad D = 2m^2n^3 \left[1 - \frac{2m^3(1-m)}{(1-2m)^4} + 4m^3n^3 \right];$$

$$\bar{E} = (2m^4n^3 + 1) \left[\frac{2m^3(1-m)}{(1-2m)^4} - 2m^3n^3 \right]; \quad \bar{F} = -2m^4n^2;$$

$L = -m^2 \left[\frac{2m^3(1-m)}{(1-2m)^4} - 2m^3n^3 \right];$ r_0 — средний радиус жидкой пленки в выходном сечении сопла; r_a — радиус сопла; x и r — соответственно осевая и радиальная координаты пленки; $W_1 = 0,5\rho_1 v_{t0}^2 \delta_0 / \sigma$; v_{t0} — окружная скорость жидкости внутри камеры закручивания; δ_0 — ширина пленки в выходном сечении сопла.

Для приведения интеграла (108) к каноническому виду необходимо найти корни полинома четвертой степени под радикалом. Этот полином может быть разложен следующим образом:

$$CR^4 + DR^3 + \bar{E}R^2 + \bar{F}R + L = -4m^4n^6(R - R_1)(R - R_2)(R - R_3)(R - R_4), \quad (109)$$

где

$$R_1 = m > 0; \quad R_2 = \frac{1 + \sqrt{1 + 8m^3n^3}}{4m^2n^3} > 0; \quad R_3 = \frac{1 - \sqrt{1 + 8m^3n^3}}{4m^2n^3};$$

$$R_4 = m \left[1 - \frac{1-m}{n^3(1-2m)^4} \right].$$

Интеграл в формуле (108) является эллиптическим и может быть выражен через эллиптические интегралы 1-го и 2-го рода. Тогда вместо уравнения (108) получим [20]

$$X = \left(\frac{A}{C} + B \right) F - \frac{A}{C} E - \frac{2AD}{C} I_3^*,$$

где F и E — эллиптические интегралы первого и второго рода;

$$F(\varphi, k) = \mu \int_{\varphi_1}^{\varphi_0} (1 - k^2 \sin^2 t)^{-0,5} dt;$$

$$E(\varphi, k) = \mu \int_{\varphi_1}^{\varphi_0} (1 - k^2 \sin^2 t)^{0,5} dt;$$

$$I_3^*(\varphi, k) = \int_{\varphi_1}^{\varphi_0} \frac{\sin \varphi d\varphi}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}} =$$

$$= - \left| \frac{1}{k} \ln (k \cos \varphi + \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi}) \right|_{\varphi_1}^{\varphi_0}.$$

Модуль k можно выразить через корни полинома четвертой степени R_1, R_2, R_3 и R_4 :

$$k^2 = \frac{R_1 R_2 R_3 R_4}{n^3} \left[1 - \frac{1-m}{n^3 (1-2m)^4} \right].$$

Пределы интегрирования φ_0 и φ_1 определяют по формулам:

при $R_4 \leq R \leq R_3$

$$\sin^2 \varphi_0 = \frac{(R_3 - R_1)(R - R_4)}{(R_4 - R_3)(R - R_1)};$$

$$\sin^2 \varphi_1 = \frac{(R_3 - R_1)(1 - R_4)}{(R_4 - R_1)(1 - R_1)};$$

при $R_2 \leq R \leq R_1$

$$\sin^2 \varphi_0 = \frac{(R_3 - R_1)(R - R_2)}{(R_2 - R_1)(R - R_3)};$$

$$\sin^2 \varphi_1 = \frac{(R_3 - R_1)(1 - R_2)}{(R_2 - R_1)(1 - R_3)}.$$

Коэффициент

$$\mu = \frac{2}{\sqrt{(R_3 - R_1)(R_4 - R_2)}}.$$

Окончательно уравнение (108) примет вид

$$X = \mu \left(\frac{A}{C} + B \right) [F(k, \varphi_0) - F(k, \varphi_1)] - \frac{A\mu}{C} [E(k, \varphi_0) - E(k, \varphi_1)] + \\ + \frac{2AD}{Clz} \ln \frac{k \cos \varphi_0 + \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi_0}}{k \cos \varphi_1 + \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \varphi_1}},$$

где

$$F(\varphi, k) = \int_0^\varphi (1 - k^2 \sin^2 t)^{-0,5} dt; \quad E(\varphi, k) = \int_0^\varphi (1 - k^2 \sin^2 t)^{0,5} dt -$$

неполные эллиптические интегралы первого и второго ряда.

Изучим поведение корней полинома (109) в области параметров m и n . На рис. 67 показано, как разбита плоскость параметров m и n на области, соответствующие различным распределением корней полинома на числовой прямой. При этом диапазон изменения параметров m и n охватывает интересующий нас интервал. Границы этих областей получены в результате решения уравнений $R_1 = R_2$; $R_2 = R_4$; $R_3 = R_4$; $R_1 = R_4$. Случай, когда $R_1 = R_3$, соответствует началу координат. Граничная кривая $R_2 = R_3$ лежит в отрицательной части плоскости параметров и поэтому не имеет физического смысла.

Рассмотрим формы жидкой пленки, соответствующие параметрам, лежащим на граничных кривых, для которых интеграл (108) вырождается в псевдоэллиптической. Оказывается, что физический смысл имеет только часть плоскости, лежащая под граничной кривой $R_1 = R_2$. В части, расположенной выше кривой $R_1 = R_2$, этот интеграл становится мнимым. Это происходит потому, что на самой граничной кривой $R_1 = R_2$ критерий $W_1 = 1$, т. е. силы энергии уравновешиваются силами поверхностного натяжения, и жидкость из сопла не вытекает.

В частности, при $m = n = 1$ уравнение (108) дает уравнение мениска.

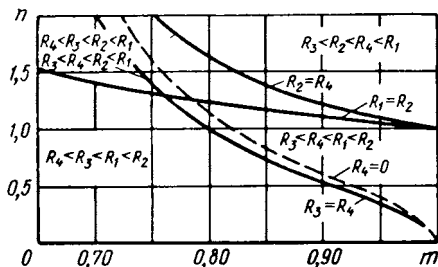


Рис. 67. Разбиение плоскости параметров m и n на области, соответствующие различным распределениям корней полинома

На участке кривой $R_3 = R_4$, где критерий W_1 изменяется от 1 до ∞ , этот интеграл берется в квадратурах:

$$X = \sqrt{-R^2 + (R_1 + R_2)R + R_1R_2} + \frac{R_1 + R_2}{2} \left(\frac{3\pi}{4} - \arcsin \frac{R_1 + R_2 - 2R}{R_1 - R_2} \right). \quad (110)$$

Получим кривые контура пленки (рис. 67). Период этих кривых

$$X_0 = \pi (R_1 + R_2).$$

Ось абсцисс на рис. 67 соответствует случаю $W_1 = \infty$, когда формула (108) дает уравнение гиперболоида вращения:

$$X = \frac{m \sqrt{2m(1-m)}}{(1-2m)^2} \sqrt{R^2 - m^2}.$$

В областях, лежащих по обе стороны кривой $R_3 = R_4$, уравнение поверхности пленки имеет вид (110).

В качестве примера исследуем влияние величины критерия W_1 на форму пленки, для чего используем частный вид уравнения поверхности (110).

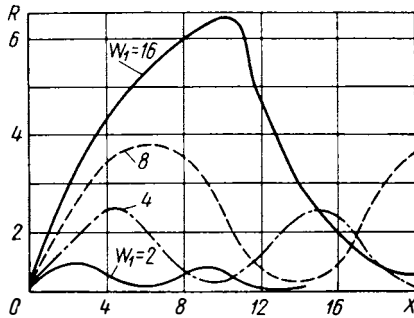


Рис. 68. Кривые, показывающие контуры пленки для различных значений критерия W_1 .

На рис. 68 показаны пленки для различных значений критерия W_1 . Чем больше величина W_1 , тем больше корневой угол, максимальный радиус и период поверхности X_0 . Зная контуры пленки, можно определить ее толщину на различных расстояниях от сопла. Из уравнения неразрывности получим зависимость толщины пленки

$$\frac{\delta(r)'}{\delta_0} = \frac{r_0}{r},$$

или в безразмерных координатах

$$\delta' = \frac{\delta(r)m}{\delta_0 R}. \quad (111)$$

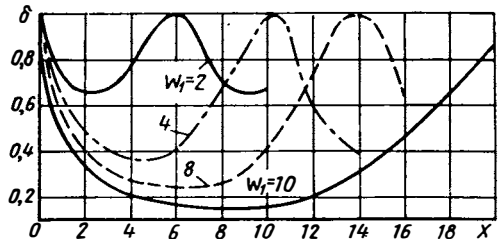


Рис. 69. Зависимость безразмерной толщины пленки от расстояния до сопла

Используя рис. 68 и формулу (111), можно построить кривые толщины пленки для различных расстояний от сопла и различных значений критерия W_1 (рис. 69). После резкого падения величины δ' вблизи сопла кривая также принимает периодический характер, причем период возрастает при увеличении критерия W_1 . Форма пленки изменяется при увеличении перепада давлений на форсунке или соответственно критерия W_1 .

При малых значениях критерия W_1 пленка принимает форму пузыря (разрывается в начале второй волны). С увеличением кри-

терия W_1 место разрыва пленки смещается к соплу, и образуется другая форма (тюльпан); пленка распадается на протяжении первой волны. Наконец, при дальнейшем росте критерия W_1 место разрыва пленки приближается вплотную к соплу, жидкость образует капельный туман. Из сопоставления форм пленки с данными теории (рис. 68) следует, что теоретически можно достаточно правильно предсказать появление и смену форм пленки при изменении критерия W_1 .

Наряду с указанными выше теоретическими работами следует указать еще работу, в которой также получено уравнение поверхности пленки, создаваемой центробежной форсункой [21]. Равновесие закрученной кольцевой пленки с учетом перепада давлений между внутренней и наружной поверхностями зависит не только от критерия Вебера W_1 , но и от критерия Эйлера $Eu = \Delta p / \rho_1 v_{i0}^2$ [22]. Однако для струй жидкости величина Δp ничтожно мала, и поэтому критерием Eu можно пренебречь. При гидравлическом расчете центробежных форсунок, который проводят для определения размеров форсунки и корневого угла факела распыленной жидкости, нет необходимости принимать во внимание действие сил поверхностного натяжения.

Длину нераспавшейся части пленки центробежной форсунки L_c , т. е. расстояние от среза сопла до места разрушения пленки, определяли в целом ряде экспериментов [23—25]. Исследовали форсунки с различными закручивающимися аппаратами (с канавками на конических пробках, с многозаходными шнеками, с различным числом подводов в камеру закручивания при варьировании высоты камеры, с различными схемами соединительных участков между камерой закручивания и соплом и др.). Во всех случаях вода распыливалась в атмосферу. По результатам опытов была получена следующая критериальная зависимость:

$$\frac{L_c}{r_c} = 251 A^{-0,175} W_1^{-0,333}, \quad (112)$$

где A — геометрическая характеристика центробежной форсунки; $W_1 = \rho_1 V^2 r_c / \sigma$.

Эта формула охватывает диапазон величин $L_c = 2 \div 40$ мм и $A = 0,55 \div 3,85$.

§ 16. ВРАЩАЮЩИЕСЯ ДИСКИ И БАРАБАНЫ

В форсунках с вращающимся распылителем пленка образуется при вращении диска или барабана, во внутреннюю полость которого подается жидкость. Пленка при стекании с кромок диска или барабана становится неустойчивой и распадается на капли. С помощью кино съемки установлено, что существует три режима распыливания жидкости в зависимости от ее расхода.

При малых расходах жидкости (первый режим распыливания) на периферии диска (барабана) образуется жидкое кольцо, на

котором развиваются местные возмущения (рис. 70, *а*). Возмущенный участок кольца преобразуется в отросток, который вытягивается в сферическую головку с тонкой соединительной перемычкой. Эта головка отделяется, образуя первую каплю, а перемычка распадается с образованием мелких капель-спутников.

При увеличении расхода жидкости возникает второй режим распыливания, при котором отростки на кольце принимают форму

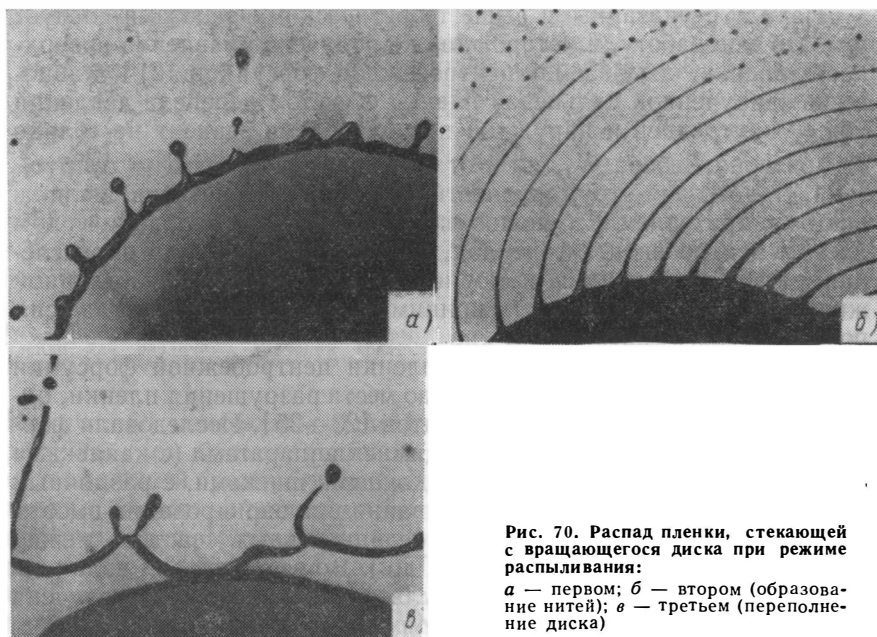


Рис. 70. Распад пленки, стекающей с вращающегося диска при режиме распыливания:

а — первом; *б* — втором (образование нитей); *в* — третьем (переполнение диска)

длинных нитей (рис. 70, *б*). На некотором расстоянии от периферии диска нити распадаются на капли примерно одинаковых размеров, а тонкие перемычки между ними — на более мелкие капли-спутники. При определенном расходе число нитей достигает постоянного значения.

Когда нити не могут пропустить всю жидкость из кольца на кромке, это кольцо сбрасывается с кромки, образуя пленку. Наступает третий режим распыливания, когда пленка распадается на капли различных размеров (рис. 70, *в*).

Как видим, каждый режим определяется расходом Q или толщиной пленки δ , образующейся на кромке барабана или диска. Размеры капель зависят от толщины пленки δ . Рассмотрим течение вязкой жидкости внутри барабана (рис. 71). Будем считать, что толщина слоя жидкости мала по сравнению с размерами барабана, а течение — осесимметричное [26]. При этих предположениях статическое давление постоянно по слою, составляющая скорости

v_φ мала по сравнению с составляющей v_ξ , направленной вдоль образующей барабана, а составляющая v_θ мала по сравнению с составляющей v_e . Предположим также, что частица движется по радиусу, и скольжение жидкости относительно поверхности барабана отсутствует. Тогда можно записать уравнение движения

$$\frac{\partial^2 \xi}{\xi^2 \partial \psi^2} + \frac{\rho_1 \omega^2 \xi}{\mu_1} \sin^2 \varphi_0 = 0. \quad (113)$$

Граничные условия будут следующие: $v_\xi = 0$ на стенке ($\psi = 0$); $\frac{\partial \omega \xi}{\xi \partial \psi} = 0$ на свободной поверхности ($\psi = \psi_1$). Решение уравнения (113) с учетом граничных условий примет вид

$$v_\xi = \frac{\rho_1 \omega^2}{\mu_1} \sin^2 \varphi_0 \left(\xi_1^3 \psi_1 \psi - \xi^3 \frac{\psi^2}{2} \right),$$

где ω — угловая скорость вращения барабана; ξ — осевая координата на свободной поверхности.

Величина ψ_1 определяется из условия, что общий расход жидкости в слое равен расходу жидкости Q в барабане. Тогда

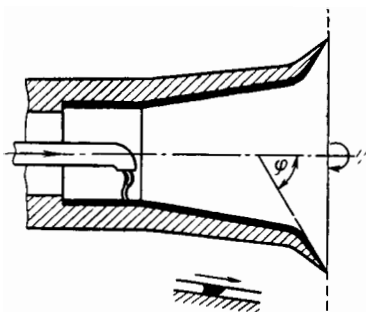


Рис. 71. Схема течения жидкости внутри вращающегося барабана

$$Q = \int_0^{\psi_1} 2\pi r \xi v_\xi d\psi = \frac{2\pi \rho_1 \omega^2 \sin^3 \varphi_0 \psi_1^3}{3\mu_1}.$$

Обозначив

$$\delta = \xi_1 \psi_1 \text{ и } r = \xi_1 \sin \varphi_0,$$

получим

$$Q = \frac{2\pi \rho_1 \omega^2 r^2 \delta^3 \sin \varphi_0}{3\mu_1}.$$

Из этого уравнения толщина слоя жидкости (пленки)

$$\delta = \left(\frac{3\mu_1 Q}{2\pi \rho_1 \omega^2 r^2 \sin^2 \varphi_0} \right)^{0,333}. \quad (114)$$

Исходя из принятых предположений, величина $\psi_1 \ll 1$ или $\delta/\xi_1 \ll 1$, т. е.

$$\left(\frac{\mu_1 Q \sin^2 \varphi_1}{\rho_1 \omega^2 r^5} \right)^{0,333} \ll 1.$$

Если в формуле (114) принять $\varphi_0 = \pi/2$, то толщина пленки на вращающемся диске

$$\delta = \left(\frac{3\mu_1 Q}{2\pi \rho_1 \omega^2 r^5} \right)^{0,333}. \quad (115)$$

Таким образом, по формулам (114) и (115) могут быть определены необходимые для дальнейших расчетов толщины жидких

пленок, образующихся соответственно на кромке вращающихся барабана и диска. Максимальная скорость движения жидкости в пленке в радиальном направлении

$$v_{\xi m} = 0,5 \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{0,667} \left(\frac{\omega^2 Q^2 \rho_1}{r \mu_1} \right)^{0,333},$$

а средняя скорость

$$v = \frac{2}{3} v_{\xi m}.$$

Рассмотрим переход от одного режима распыливания к другому, используя безразмерные критерии. В случае вращающихся распылителей к используемым ранее критериям нужно добавить критерии, учитывающие наличие сил Кориолиса, действующих на жидкую пленку, стекающую с диска: критерий Экмана, характеризующий соотношение силы вязкости и силы Кориолиса,

$$E = \frac{\mu_1}{\omega^2 \rho_1 \delta^2};$$

критерий Россби, характеризующий соотношение сил инерции и силы Кориолиса,

$$Ro = \frac{v}{\omega \delta},$$

где величину δ определяем для случая ламинарного течения по формуле (115).

Тогда описать процесс распыливания жидкости вращающимися распылителями можно при помощи следующих критериев: Вебера

$$W_1 = \frac{v^2 \delta \rho_1}{\sigma}; \quad \text{Лапласа } Lp = \frac{\delta \rho_1 \sigma}{\mu_1^2}; \quad \text{Экмана } E = \frac{\mu_1^2}{\omega^2 \rho_1 \delta^2}; \quad \text{Россби}$$

$$Ro = \frac{\bar{v}}{\omega \delta}; \quad M = \rho_2 / \rho_1; \quad N = \mu_2 / \mu_1.$$

Следует иметь в виду, что критерии W_1 и Lp связаны с критерием Рейнольдса ($Re^2 = Lp W_1$), а критерий Россби — с критериями Экмана и Рейнольдса ($Ro = E Re$).

При ламинарном течении пленки величины \bar{v} и δ могут быть выражены через измеряемые величины Q , r , ω . Тогда критерии W_1 , Lp , E и Ro могут быть представлены в виде

$$W_1 = \frac{1}{9} \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{1,667} \left(\frac{\rho_1^4 Q^5 \omega^2}{\sigma^3 \mu_1 r^4} \right)^{0,333};$$

$$Lp = \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{0,333} \left(\frac{Q \rho_1^2 \sigma^3}{\omega^2 r^2 \mu_1^5} \right)^{0,333};$$

$$Ro = \frac{1}{3} \left(\frac{3}{2\pi} \right)^{0,333} \left(\frac{Q \omega r \rho_1^2}{\mu_1^2} \right)^{0,333};$$

$$E = \left(\frac{2\pi}{3} \right)^{0,667} \left(\frac{\mu_1 \omega r^4}{\rho_1 Q^2} \right)^{0,333}.$$

Переход от второго режима распыливания к третьему можно описать, используя следующие безразмерные критерии¹ [26]:

$$\Pi_1 = \frac{\rho_1 G^2}{\sigma D_6^3}; \quad \Pi_2 = \frac{\rho_1 \omega^2 D_6^3}{\sigma}; \quad \Pi_3 = \frac{\mu_1^2}{\rho_1 \sigma D_6}, \quad (116)$$

где D_6 — диаметр барабана.

Хорошо видно, что критерии Π_1 , Π_2 и Π_3 связаны с критериями W_1 , Lp , E и Ro :

$$\Pi_1 = k_1 \frac{E Lp W_1^2}{Ro^3};$$

$$\Pi_2 = k_2 \frac{E^{0,5} Ro^{1,5}}{Lp^{0,5}};$$

$$\Pi_3 = k_3 \frac{E^{0,75} W_1 Lp^{0,25}}{Ro^{4,5}},$$

где k_i — численные коэффициенты.

На рис. 72 в координатах $\sqrt{\Pi_2}$ и $\sqrt{\Pi_1 \Pi_3^{0,083}}$ представлены результаты опытов в виде прямой, разграничивающей область режима *II* (образование и разрушение жидких нитей) от *III* (распад пленки). Уравнение граничной кривой имеет вид

$$\Pi_1 \Pi_2^{0,6} \Pi_3^{0,167} = 1,77.$$

В результате исследования перехода от капельного истечения к струйному при распыливании жидкости вращающимися дисками была получена следующая формула для определения расхода жидкости [27]:

$$Q = 4,8 K_1 \frac{2\pi r_d}{\lambda_b} \left(\frac{a^3 \sigma}{\rho_1} \right)^{0,5}, \quad (117)$$

где r_d — радиус диска; $K_1 = 0,406$; a — радиус струн, вычисляемый по формуле

$$a = (2\sigma/\pi\rho_1 r \omega^2)^{0,5}; \quad (118)$$

λ_b — длина волны возмущения, определяемая по формуле

$$\lambda_b = 9a [1 + (4,5\mu_1^2/\rho_1\sigma)^{0,5}]. \quad (119)$$

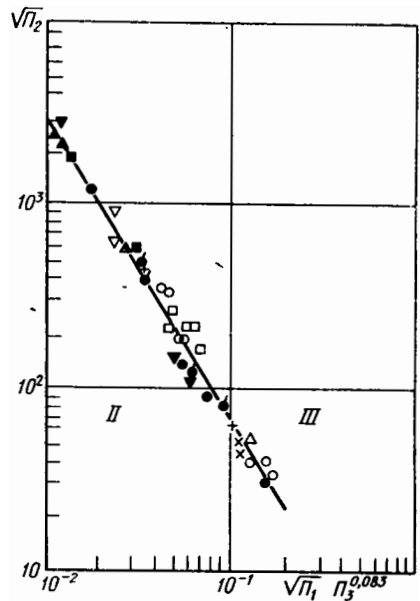


Рис. 72. Граница областей распада жидкой пленки, стекающей с вращающегося барабана

¹ В этих опытах влияние критериев M и N не было выявлено, но они не оставались постоянными, так как при ρ_2 и $\mu_2 = \text{const}$ изменялись величины ρ_1 и μ_1 .

Используя критерии Π_1 , Π_2 и Π_3 , определенные по формулам (116), а также формулы (117)—(119), получим следующее уравнение граничной кривой, отделяющей области капельного и струйного истечения:

$$\Pi_1 = \frac{0,37}{\Pi_2^{0,5} [1 + 2,38\Pi_2^{0,25}\Pi_3^{0,5}]^2}.$$

Учитывая реальные значения критериев $\Pi_2 \approx 10^{-4}$ и $\Pi_3 \approx 10^6$, эта формула может быть упрощена:

$$\Pi_1 = \frac{0,155}{\Pi_2\Pi_3}.$$

Для оценки длины нераспавшейся части жидкой нити на втором режиме распыливания можно использовать следующие формулы [28]:

для маловязких жидкостей

$$\frac{L_c}{r} = 2,3 \left(\frac{Q^6 \rho_1}{r^{15} \omega^4 \sigma} \right)^{0,143};$$

для вязких жидкостей

$$\frac{L_c}{r} = 5,4 \left(\frac{\omega^2 \mu_1^{20}}{r^{19} \rho_1^5 \sigma^{15}} \right)^{0,0833}.$$

Если в стенке вращающегося барабана имеются отверстия (так называемый вращающийся перфорированный цилиндр), то длина нераспавшегося участка струй, вытекающих из отверстий, может быть определена по формулам, предложенным в работе [29]. При небольших окружных скоростях вытекающая из барабана струя цилиндрической формы распадается на капли в результате нарастания осесимметричных колебаний. С увеличением скорости вращения барабана на распад начинает влиять окружающая газообразная среда и, кроме осесимметричных, наблюдаются волнообразные колебания. При дальнейшем увеличении скорости струя вытягивается в пленку. Для осесимметричного распада струи

$$\frac{L_c}{D_o} = 1,06 (\Pi_1 + \Pi_2) \Pi_3^{0,25},$$

где $\Pi_1 + \Pi_2 \leq 10^3$; D_o — диаметр отверстий в барабане; для переходного режима (распад с волнообразными колебаниями)

$$\frac{L_c}{D_o} = 0,7 (\Pi_1 + \Pi_2) \Pi_3^{0,25},$$

где $1,1 \cdot 10^3 \leq \Pi_1 + \Pi_2 \leq 1,7 \cdot 10^3$.

При деформации струи в пленку найдено отношение

$$\frac{L_c}{D_0} = 4,42 \cdot 10^5 (\Pi_1^* + \Pi_2^*)^{-0,8} \Pi_3^{0,25},$$

где $\Pi_1 + \Pi_2 \geq 1,8 \cdot 10^3$; $\Pi_1^* = \frac{D_0 \rho_1 Q^2}{\sigma f_k^2}$; $\Pi_2^* = \frac{\rho_1 \omega^2 D_0 r_6^2}{\sigma}$; $\Pi_3 = \frac{\mu_1^2}{\sigma D_0 \rho_1}$;

r_6 — радиус барабана; ω — угловая частота вращения барабана; f_k — площадь поперечного сечения подводного канала.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Лышевский А. С.** Закономерности дробления жидкости механическими форсунками давления. Новочеркасск, изд-во Новочеркасского политехнического ин-та, 1961. 180 с.
2. **Генлейн А.** Распад струи жидкости. — В кн.: Двигатели внутреннего сгорания. Т. 1. М., ОНТИ, 1936, с. 1—8.
3. **Верещагин Л. Ф., Семерчан Л. Ф., Сехоян С. С.** К вопросу о распаде высокоскоростной водяной струи. — «Журнал техн. физики», 1959, Т. 29, вып. 1, с. 45—50.
4. **Phinney R. E.** The breakup of a turbulent liquid jet in gaseous atmosphere — «Journal of Fluid Mechanics», 1973, vol. 60, № 4, p. 689—701.
5. **Chen F. F., Davis J. R.** Disintegration of a turbulent water jet. — «Journal Hydraulical Division, Proceedings American Society Civil Engineers», 1964, vol. 90, N 1, p. 175—204.
6. **Grant R. P., Middleman S.** Newtonian jet stability. — «Amer. Institute Chemical Engineering Journal», 1966, vol. 12, p. 669—676.
7. **Ford R. E., Furnidge C. G.** The formation of drops from viscous Newtonian liquids sprayed through fan-jet nozzles. — «British Journal of Applied Physics», 1967, vol. 18, N 3, p. 335—349.
8. **Clark C. L., Dombrowski N.** The dynamics of the rim of a fan spray sheets. — «Chemical Engineering Science», 1971, vol. 26, p. 1949—1951.
9. **Dombrowski N., Hooper P.** The effect of ambient density on drop formation in sprays. — «Chemical Engineering Science», 1962, vol. 17, p. 291—305.
10. **Dombrowski N., Hooper P. A.** Study of the spray formed by impinging jets in laminar and turbulent flow. — «Journal of Fluid Mechanics», 1964, vol. 18, N 3, p. 392—401.
11. **Паневин И. Г.** О распределении жидкости в факеле форсунки со сталкивающимися струями. — В кн.: Рабочие процессы в тепловых двигательных установках. М., Оборонгиз, 1960, с. 72—84. (Труды МАИ, вып. 119).
12. **Hasson D., Peck R. H.** Thickness distribution in sheet formed by impinging jets — «American Institute Chemical Engineering Journal», 1964, vol. 10, N 5, p. 73—75.
13. **Taylor G. I.** Formation of thin flate sheets of water. — «Proceedings of Royal Society (London)», 1960, vol. A 259, p. 1—8.
14. **Miller K. D.** Distribution of spray from impinging liquid jets. — «Journal of Applied Physics», 1960, vol. 31, N 6, p. 1132—1133.
15. **Lienhard J. H., Newton T. A.** Effect of viscosity upon liquid velocity in axisymmetric sheets. — «Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik», 1966, Bd. 17, N 2, S. 348—353.
16. **Watson E. I.** The radial spread of a liquid jet over a horizontal plane. — «Journal of Fluid Mechanics», 1964, vol. 20, N 3, p. 481—499.
17. **Huang J. C. P.** The breakup of axisymmetric liquid sheets. — «Journal of Fluid Mechanics», 1970, vol. 43, № 2, p. 305—321.
18. **Бородин В. А., Дитякин Ю. Ф.** О форме жидкой пленки, создаваемой центробежной форсункой. — «Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение», 1960, № 2, с. 60—64.

19. **Euteneuer G.** Einfluss der Oberflächenspannung auf die Ausbildung von Flüssigkeits-Hohlstrahlen. — «Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens», 1956, Bd. 22, N 4, S. 109—123.
20. **Бейтмен Г., Эрдейи А.** Высшие трансцендентные функции. Эллиптические и автоморфные функции. Функции Ламе и Матье. Справочная математическая библиотека. М., «Наука», 1967. 299 с.
21. **Вальденацци Л.** О форме жидкой пленки центробежной форсунки. — «Вопросы ракетной техники», 1957, № 3, с. 54—66.
22. **Euteneuer G.** Das Schwingungsverhalten drallbehafteter Hohlstrahlen unter der Wirkung von Druckkräften. — «Ingenieur-Archiv» 1964, Bd. 33, N 3, S. 137—143.
23. **Weinberg S.** Heat transfer to low pressure sprays in steam atmosphere. Part I. The mechanics of sprays. — «Heat and Air Treatment Engineering», 1953, N 1, p. 13—28.
24. **Benett E., Eisenklam P.** — «Journal of the Institute of Fuel», 1969, vol. 42, p. 309—312.
25. **Dombrowski N., Wolfson D.** Some aspects of spray formation from swirl spray nozzles. — «Journal of the Institute of Fuel», 1972, vol. XLV, N 376, p. 327—332.
26. **Hinze J., Milborn H.** Atomization of liquids by means of rotating cup. — «Journal of Applied Mechanics», 1950, vol. 17, N 2, p. 145—153.
27. **Дунский В. Ф., Никитин Н. С.** О переходе от капельного истечения к струйному истечению. — «Прикладная механика и техническая физика», 1974, № 5, с. 42—48.
28. **Дунский В. Ф., Никитин Н. С.** О размере «вторичных» капелек при распылении жидкости вращающимся диском. — «Инженерно-физический журнал», 1969, т. 17, № 1, с. 13—18.
29. **Макаров Ю. И., Трошкин О. А., Плановский А. А.** О длине нераспавшегося участка струи, вытекающей из отверстия в боковой стенке вращающегося цилиндра. — «Теоретические основы химической технологии», 1972, т. 6, № 5, с. 791—792.

**Теория
распада
струй,
пленок
и капель**

Как известно, при истечении жидкости из отверстий форсунок на поверхности струи или пленки возникают волны, распространяющиеся вдоль струи. Это волны капиллярного происхождения, они возникают в результате колебательного процесса, который существенно сказывается на распаде струи, пленки или капли на множество мелких капель. Распад вызывается волнами, которые имеют наиболее быстро нарастающую по времени амплитуду. Задача теории состоит в установлении влияния основных критериев процесса распада на размеры капель и скорость распада.

Задача об устойчивости цилиндрической нити невязкой жидкости, покоящейся в вакууме, была решена В. Релеем [1]. Он показал, что наиболее быстро растущей амплитудой обладает возмущение, соответствующее значению волнового числа k , для которого имеет максимум выражение

$$Y = \frac{kaI_0'(ka)}{I_0(ka)} (1 - k^2a^2),$$

где $I_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка мнимого аргумента; $I_0'(x)$ — ее производная по аргументу; a — радиус цилиндрической нити жидкости; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; λ — длина волны.

Критическое значение квадрата безразмерного волнового числа $k^2a^2 = 0,4858$, откуда длина волны, соответствующая наибольшей неустойчивости (рис. 73),

$$\lambda = 2\pi/k = 4,508 \cdot 2a.$$

Возмущающие колебания, имеющие длину волны в 4,508 раза большую диаметра нити, будут возрастать быстрее, и, в конце концов нить распадется на капли одинакового диаметра. В предположении, что объем образующейся капли равен объему первоначального (невозмущенного) цилиндра с длиной, равной длине волны возмущения, был вычислен диаметр капель, на которые распадается цилин-

дрическая нить, покоящаяся в вакууме [1]. Результаты расчетов хорошо согласуются с данными, полученными в опытах со струями, вытекавшими из круглых отверстий, с малыми скоростями. Вязкость уменьшает скорость нарастания возмущений, но отношение оптимальной длины волны к диаметру струи остается при этом неизменным.

В многочисленных работах исследовались:

устойчивость и распад неподвижной цилиндрической жидкой пленки в вакууме;

влияние скорости и плотности окружающей среды, а также вязкости жидкости на устойчивость и распад цилиндрической пленки [2, 3];

устойчивость и распад плоской струи невязкой жидкости [4—6];

влияние вязкости жидкости на распад цилиндрической струи [7].

Для изучения распада струй, пленок и капель применяют метод малых возмущений, широко используемый в механике при решении задач об устойчивости движения. После линеаризации и интегрирования

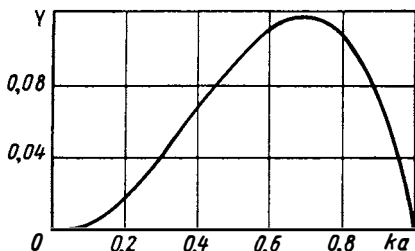


Рис. 73. Зависимость квадрата инкремента Y от безразмерного волнового числа ka при колебаниях цилиндрической нити невязкой жидкости, покоящейся в вакууме

уравнений гидромеханики решения подставляют в граничные условия задачи, в результате чего получают систему линейных, однородных относительно произвольных постоянных уравнений. Характеристическое уравнение дает возможность исследовать изменение колебаний в зависимости от частоты или длины волны возмущения, т. е. можно установить при каких условиях колебания нарастают (когда это происходит особенно интенсивно) и затухают. Далее делают заключение о наиболее вероятном для исследуемого случая механизме распада и о возможных размерах капель, на которые распадется струя, пленка или капля жидкости.

Задача об устойчивости и распаде капли жидкости рассматривалась в ряде теоретических работ. Были изучены колебания покоящейся капли идеальной жидкости. На основе метода малых возмущений были получены формулы для определения частоты собственных нейтральных колебаний как с учетом [1], так и без учета плотности газовой среды, окружающей каплю [2].

Значительно сложнее процесс дробления капли газовым потоком, обтекающим ее со скоростью V . Были сделаны попытки определить размер устойчивой капли или критическую величину критерия Вебера $W_k = \rho_2 V^2 a / \sigma$ из условия равенства сил поверхностного натяжения и аэродинамического воздействия среды на каплю. В одной из работ рассматривались условия статического равновесия капли [8]. Принималось, что капля под действием об-

текающего газа деформируется в сплюснутый эллипсоид вращения с осью, параллельной направлению набегающего потока. По мере развития деформации отношение полуосей увеличивается, и когда критерий Вебера $W_k > 1,875$, равновесие нарушается и капля распадается.

Для расчета величины W_k применялся также метод малых возмущений [9, 10]. При этом были сделаны предположения о том, что деформации капли симметричны относительно направления потока газа и распределение нормальных и касательных составляющих аэродинамической силы не изменяется при деформации капли. Были получены зависимости величины W_k от критерия Лапласа $Pr = \rho r \sigma / \mu^2$ и распределения давления на поверхности капли.

Метод малых возмущений применялся также в других работах [11—13]. Получена величина $W_k = 1,63$, соответствующая низшим формам деления капли (раздвоению по направлению потока и образованию тора) [11]. Принималось во внимание также вихревое движение внутри капли, а величина W_k определялась при различных предположениях о характере движения и деформации [12, 13]. В результате анализа нескольких подходов к оценке критерия дробления капли в потоке газа было получено значение $W_k = 2,88$ [14].

Следует сделать замечание о применимости метода малых возмущений к вычислению величины W_k . Потеря устойчивости капли относительно малых возмущений происходит при нестационарном невозмущенном движении капли и среды. Задача об устойчивости нестационарного движения капли несравнимо сложнее задачи об устойчивости стационарного движения. Исследуемый случай устойчивости капли при стационарном движении обеих сред [11—13], естественно, сильно отличается от реальных условий истечения. Таким образом, метод малых возмущений, основанный на нахождении элементарных волн, не может быть использован для расчета величины W_k .

Распыливание жидкости, подверженной воздействию колебаний скорости и давления, можно объяснить возникновением капиллярных волн, вершины которых при достижении определенной величины отделяются от поверхности в виде капель [15, 16]. Распыливание может быть обусловлено также возникновением кавитации, вызываемой периодическим образованием во время полупериода разрежения в пленке небольших полостей, заполненных парами жидкости [7]. Разрушение этих полостей во время полупериода сжатия вызывает сильные ударные волны, нарушающие поверхность жидкости и приводящие к распыливанию.

Экспериментально установлено, что капиллярно-волновой гипотезой можно вполне удовлетворительно объяснить закономерность распыливания слоя жидкости, налитой на поверхность тела, колеблющегося с частотой 13—300 кГц [18]. Только в области ультразвуковых колебаний с частотой выше 3000 кГц на процесс распыливания жидкости влияет и кавитация. Расчеты показали

[18], что амплитуда ударной волны, возникающей при разрыве кавитационного пузырька и распространяющейся в слое жидкости с частотой 2 МГц, вызывает такое вертикальное смещение, которое может возбудить на поверхности стоячие капиллярные волны конечной амплитуды и вызвать образование капель. При уменьшении частоты накладываемых колебаний амплитуда ударной волны снижается.

При изучении физической сущности колебаний и распада струй, пленок и капель было замечено, что скорость частиц жидкости при движении заметно меняется вследствие различного рода нарушений течения (при отклонении от геометрически правильной формы отверстий, шероховатости стенок сопел и др.). Эти факторы сказываются и на процессе распыливания, влияя главным образом на длину нераспавшейся части струй жидкости. Кроме этого, на процесс распыливания может повлиять различие скоростей по толщине пленки, которое является результатом трения жидкости у стенок форсунки и на границе раздела с газом.

§ 17. УСТОЙЧИВОСТЬ И РАСПАД ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ПЛЕНКИ В ГАЗОВОЙ СРЕДЕ

Пленка жидкости вблизи сопла центробежной форсунки имеет приблизительно цилиндрическую форму, там же обычно происходит ее распад, поэтому для теоретического изучения распада целесообразно поставить задачу об устойчивости цилиндрической

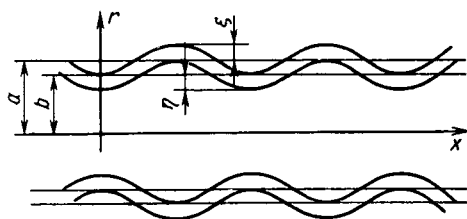


Рис. 74. Схема колебаний цилиндрической пленки жидкости

пленки при неподвижной газовой среде. Рассмотрим цилиндрическую пленку идеальной жидкости, окруженную другой идеальной жидкостью (рис. 74) с наружным радиусом a и внутренним b . Будем считать, что пленка движется поступательно вдоль оси x с постоянной скоростью V , а жидкость среды (снаружи и внутри пленки) — неподвижна.

Введем систему цилиндрических координат r, φ, x . Обозначим потенциалы скорости пленки и среды

$$\Phi_n = \Phi_n(r, \varphi, x, t); \quad n = 1, 2, 3,$$

где $n = 1$ для жидкости пленки; $n = 2$ и $n = 3$ соответственно для жидкости среды снаружи и внутри пленки. Плотности пленки и среды обозначим через ρ_1 и ρ_2 . Потенциалы скорости Φ_n для идеальной несжимаемой жидкости удовлетворяют уравнению Лапласа

$$\frac{\partial^2 \Phi_n}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_n}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Phi_n}{\partial x^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi_n}{\partial \varphi^2} = 0. \quad (120)$$

Составляющие скорости течения имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} V_{\lambda n} &= V_n + v_{xn}; \\ V_{rn} &= v_{rn}, \quad V_1 = V, \quad V_2 = V_3 = 0; \\ V_{\varphi n} &= v_{\varphi n}, \quad v_{xn} = \frac{\partial \Phi_n}{\partial x}, \quad v_{rn} = \frac{\partial \Phi_n}{\partial r}; \\ v_{\varphi n} &= \frac{1}{r} \frac{\partial \Phi_n}{\partial \varphi}. \end{aligned} \right\} \quad (121)$$

Поскольку коэффициенты уравнения (120) и граничные условия не зависят от x , φ и t , то решение этого уравнения можно представить в следующем виде:

$$\Phi_n(r, \varphi, x, t) = f_n(r) g(x, \varphi, t), \quad (122)$$

где $g(x, \varphi, t) = \exp(i\alpha x + s\varphi - \beta t)$; $\alpha = 2\pi/\lambda$ — пространственная круговая частота колебаний (волновое число); λ — длина волны возмущения; $\beta = \beta_r + i\beta_i$ — комплексная частота колебаний по времени; β_r — действительная частота колебаний; β_i — инкремент или декремент колебаний ($\beta_i > 0$ или $\beta_i < 0$).

Подставив выражение (122) в уравнение (120), получим уравнение

$$f_n'' + \frac{1}{r} f_n' - \left(\alpha^2 + \frac{s^2}{r^2} \right) f_n = 0,$$

решение которого имеет вид

$$f_n = A_n I_s(\alpha r) + B_n K_s(\alpha r),$$

где A_n, B_n — постоянные интегрирования; $I_s(x), K_s(x)$ — функции Бесселя порядка s мнимого аргумента 1-го и 2-го рода.

Из условий конечности скоростей при $r = 0$ и $r = \infty$ потенциалы скорости для движения жидкости в пленке и в окружающей среде можно записать в виде:

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1 &= [A_1 I_s(\alpha r) + B_1 K_s(\alpha r)] g; \\ \Phi_2 &= B_2 K_s(\alpha r) g; \\ \Phi_3 &= A_3 I_s(\alpha r) g. \end{aligned} \right\} \quad (123)$$

На границах раздела пленки жидкости и среды потребуем выполнения следующих условий. Разность давлений на наружной и внутренней поверхностях пленки должна уравновешиваться давлением поверхностного натяжения:

$$\left. \begin{aligned} p_2 - p_1 &= \sigma \left[-\frac{1}{a} + \frac{\zeta}{a^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{1}{a^2} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial \varphi^2} \right] \text{ при } r = a; \\ p_3 - p_1 &= \sigma \left[\frac{1}{b} - \frac{\eta}{b^2} - \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} - \frac{1}{b^2} \frac{\partial^2 \eta}{\partial \varphi^2} \right] \text{ при } r = b, \end{aligned} \right\} \quad (124)$$

где p_1, p_2, p_3 — давления соответственно в жидкостях пленки, наружной и внутренней среды; σ — коэффициент поверхностного

натяжения пленки относительно среды; ζ и η — отклонения частиц жидкости соответственно от наружной и внутренней поверхностей невозмущенной пленки (рис. 74), причем

$$r_{\text{нар}} = a + \zeta; \quad r_{\text{вн}} = b + \eta.$$

Выражения для давлений получим из интеграла Лагранжа-Коши в следующем виде:

$$\frac{p_1}{\rho_1} = - \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial t} + V \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} \right) + \frac{p_0}{\rho_1}; \quad \frac{p_2}{\rho_2} = - \frac{\partial \Phi_2}{\partial t} + \frac{p_0}{\rho_2} - \frac{\sigma}{\alpha \rho_2};$$

$$\frac{p_3}{\rho_2} = \frac{\partial \Phi_3}{\partial t} + \frac{p_0}{\rho_2} + \frac{\sigma}{b \rho_2},$$

где p_0 — давление жидкости в невозмущенной пленке.

Положим, что отклонения поверхностей раздела от равновесного положения ζ и η — периодические функции x , φ и t следующего вида:

$$\zeta = \bar{\zeta} e^{i(\alpha x + s\varphi - \beta t)}; \quad \eta = \bar{\eta} e^{i(\alpha x + s\varphi - \beta t)}, \quad (125)$$

где $\bar{\zeta}$, $\bar{\eta}$ — амплитуды отклонений частиц жидкости соответственно от наружной и внутренней поверхностей невозмущенной пленки. Полные дифференциалы отклонений частиц

$$d\zeta = \frac{\partial \zeta}{\partial t} dt + \frac{\partial \zeta}{\partial x} dx; \quad d\eta = \frac{\partial \eta}{\partial t} dt + \frac{\partial \eta}{\partial x} dx.$$

Откуда нормальные составляющие скорости перемещения частиц жидкости на наружной и внутренней поверхностях пленки

$$\left. \begin{aligned} V_{r,1} &= \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial \zeta}{\partial x} V \text{ при } r = a; & V_{r,1} &= \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \eta}{\partial x} V \text{ при } r = b; \\ V_{r,2} &= \frac{\partial \zeta}{\partial t} \text{ при } r = a; & V_{r,3} &= \frac{\partial \eta}{\partial t} \text{ при } r = b. \end{aligned} \right\} (126)$$

Воспользовавшись формулами (122) и (123), можно написать выражения для определения нормальных скоростей:

$$\begin{aligned} V_{r,1} &= \alpha [A_1 I'_s(\alpha r) + B_1 K'_s(\alpha r)] g; \\ V_{r,2} &= \alpha B_2 K'_s(\alpha r) g; \\ V_{r,3} &= \alpha A_3 I'_s(\alpha r) g, \end{aligned}$$

где штрихом обозначено дифференцирование функций Бесселя по аргументу.

Из выражений (125) и (120) можно получить амплитуды

$$\begin{aligned} \bar{\zeta} &= \frac{\alpha [A_1 I'_s(\alpha a) + B_1 K'_s(\alpha a)]}{i(\alpha V - \beta)} = - \frac{\alpha B_2 K'_s(\alpha a)}{i\beta}; \\ \bar{\eta} &= \frac{\alpha [A_1 I'_s(\alpha b) + B_1 K'_s(\alpha b)]}{i(\alpha V - \beta)} = - \frac{\alpha A_3 I'_s(\alpha b)}{i\beta}. \end{aligned} \quad (127)$$

Подставляя выражения для $\bar{\zeta}$ и $\bar{\eta}$ из уравнений (127) в выражения (124), получим систему четырех линейных уравнений относительно произвольных постоянных A_1, A_3, B_1, B_2 :

$$\begin{aligned} z I'_s(n) A_1 + z K'_s(n) B_1 + (mS - z) I'_s(n) A_3 &= 0; \\ z I'_s(m) A_1 + z K'_s(m) B_1 + (mS - z) K'_s(m) B_2 &= 0; \\ z(mS - z) I_s(m) A_1 + z(mS - z) K_s(m) B_1 + \\ + [Mz^2 K_s(m) + m(m^2 - 1 + s^2) K'_s(m)] B_2 &= 0; \\ z(mS - z) I_s(n) A_1 + z(mS - z) K_s(n) B_1 + \\ + [Mz^2 I_s(n) - m(m^2 - \varepsilon^2 + s^2 \varepsilon^2) I'_s(n)] A_3 &= 0, \end{aligned}$$

где

$$z = \beta \sqrt{\frac{\rho_1 a^3}{\sigma}}; \quad W_2 = \frac{\rho_2 a V^2}{\sigma}; \quad M = \frac{\rho_2}{\rho_1};$$

$m = a\alpha, n = b\alpha, S = \sqrt{\frac{W_2}{M}}, \varepsilon = \frac{a}{b}$ — безразмерные параметры.

Исключив из уравнений однородной системы произвольные постоянные, после очевидных преобразований получим

$$\begin{array}{cccc|l} A_{s+1}(n) & -1 & 0 & 1 & \\ A_{s+1}(m) & -1 & -1 & 0 & \\ \tau^2 A_s(m) & \tau^2 & M(mS + \tau)^2 - \\ & & -m(m^2 - 1 + s^2) B(m) & 0 & \\ \tau^2 A_s(n) & \tau^2 & 0 & M(mS + \tau)^2 \frac{A_s(n)}{A_{s+1}(n)} - \\ & & & -m(m^2 - \varepsilon^2 + s^2 \varepsilon^2) B(n) & \end{array} = 0, \quad (128)$$

где

$$\begin{aligned} A_s(n, m) &= \frac{I_s(n, m)}{K_s(n, m)}; \quad A_{s+1}(n, m) = \frac{I'_s(n, m)}{-K'_s(n, m)}; \\ \tau &= z - mS; \quad B(x) = -\frac{K'_s(x, m)}{K_s(x, m)}. \end{aligned}$$

Корни уравнения (128) могут быть представлены в виде ряда по степеням величины $M^{0,5}$ (после замены $S = \sqrt{W/M}$)

$$\tau^2 = Z_0 + Z_1 M^{0,5} + Z_2 M + \dots \quad (129)$$

Для большинства случаев величина M весьма мала (для водяной пленки в воздухе при нормальных условиях $M = 1,2 \cdot 10^{-3}$),

поэтому в разложении (129) ограничимся одним членом, положив $\tau^2 = Z_0$. Тогда из уравнения (128) получим

$$\begin{aligned}
 & [A_s(m) - A_s(n)] Z_0^4 + \{ [A_s(n) + A_{s+1}(m)] \times \\
 & \times [m^2 W_2 + m(1 - m^2 + s^2) B(m)] + [A_s(m) + A_{s+1}(n)] \times \\
 & \times \left[m^2 W_2 \frac{A_s(n)}{A_{s+1}(n)} + m(\varepsilon^2 - m^2 - s^2 \varepsilon^2) B(n) \right] \} Z_0^2 + \\
 & + [A_{s+1}(m) - A_{s+1}(n)] [m^2 W_2 + m(1 - m^2 - s^2) B(m)] \times \\
 & \times \left[m^2 W_2 \frac{A_s(n)}{A_{s+1}(n)} + m(\varepsilon^2 - m^2 - s^2 \varepsilon^2) B(n) \right] = 0. \quad (130)
 \end{aligned}$$

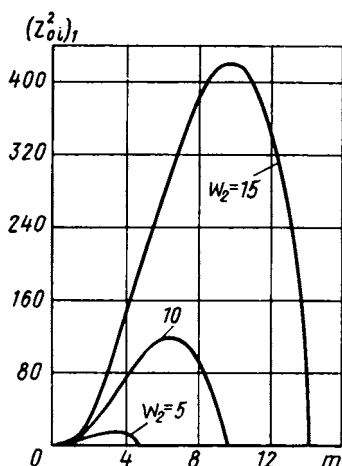


Рис. 75. Зависимость квадрата инкремента $(Z_{0i}^2)_1$ от безразмерного волнового числа m при различных значениях критерия Вебера W_2 для случая колебаний сплошной цилиндрической струи жидкости

Рассмотрим несколько частных случаев.

1. Осесимметричные колебания сплошной цилиндрической струи ($s = n = 0$). Из уравнения (130) при $n \rightarrow 0$ следует выражение для инкремента колебаний

$$\begin{aligned}
 Z_0^2 = & - \frac{A_1(m)}{A_0(m)} [m^2 W_2 + \\
 & + m(1 - m^2) B(m)].
 \end{aligned}$$

Воспользовавшись обозначениями, принятыми в уравнении (128), из выражения (130) найдем [3]

$$\begin{aligned}
 (\text{Im} Z_0)^2 \equiv Z_{0i}^2 = \\
 = \frac{m^2 W_2 I_1(m) K_0(m) + m(1 - m^2) I_1(m) K_1(m)}{I_0(m) K_1(m)}. \quad (131)
 \end{aligned}$$

Кроме того, имеем $Z_{0r} = mS$, если $Z_0^2 < 0$ и $Z_{0i} = 0$, если $Z_0^2 > 0$. На рис. 75 дан график зависимости квадрата инкремента колебаний Z_{0i}^2 от безразмерного волнового числа m для разных значений критерия Вебера W_2 .

Определим приближенно геометрическое место максимума квадрата инкремента колебаний в зависимости от величины числа Вебера W_2 при волновых числах $m \gg 1$. Воспользовавшись асимптотическими формулами для выражения функций Бесселя [19], получим

$$I_0(x) \simeq I_1(x) \simeq \frac{e^x}{\sqrt{2\pi x}}, \quad K_0(x) \simeq K_1(x) \simeq e^{-x} \sqrt{\frac{\pi}{2x}}. \quad (132)$$

Вместо уравнения (131) имеем

$$Z_{0i}^2 = m^2 W_2 - m^3,$$

откуда

$$m_0 = \frac{2}{3} W_2,$$

где m_0 — волновое число, соответствующее максимуму квадрата инкремента.

2. Осесимметричные колебания кольцевой струи ($W_2 = 0$). Имеется две формы колебаний, для которых на рис. 76, а, б даны графики зависимостей квадратов инкрементов $(Z_{0i}^2)_1$ и $(Z_{0i}^2)_2$ от

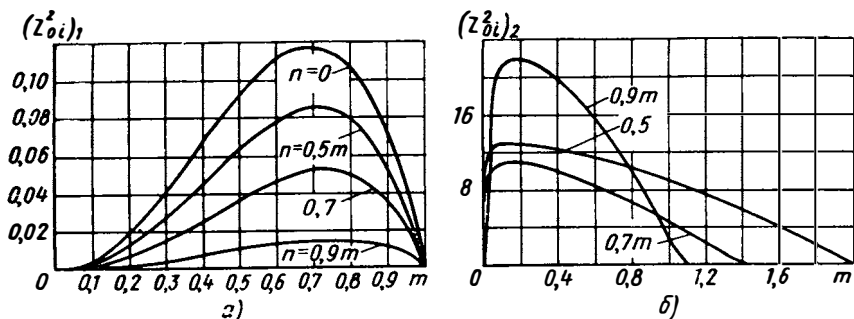


Рис. 76. Зависимость квадрата инкремента от волнового числа m при $W_2 = 0$ и разных значениях $\varepsilon = m/n$:

а — $(Z_{0i}^2)_1$; б — $(Z_{0i}^2)_2$

волнового числа при различных значениях толщины пленки. Форму колебаний можно определить по знаку отношения амплитуд отклонений частиц жидкости на внешней и внутренней поверхностях пленки. Можно показать, что это отношение выражается формулой

$$\xi = \frac{\bar{\xi}}{\eta} \frac{I_1(n)}{K_1(m) [A_0(m) + A_1(m)]} =$$

$$= \frac{Z_0^2}{Z_0^2 [A_0(m) + A_1(m)] + [A_1(m) - A_1(n)] [m^2 W_2 + m(1 - m^2) B(m)]}.$$

Из этого уравнения видно, что для первого корня $\xi < 0$ (поверхности пленки колеблются в противоположных фазах, рис. 77, б), а для второго $\xi > 0$ (поверхности колеблются в одной и той же фазе, рис. 77, а).

Поскольку вторая форма колебаний значительно неустойчивее первой, то можно сделать вывод о том, что при выходе жидкости из отверстия форсунки на наружной и внутренней поверхностях пленки возникают волны, находящиеся в одинаковой фазе. Так как амплитуды колебаний быстро растут (инкремент велик), то

Это приводит к смыканию внутренней полости пленки (рис. 77, в), после чего пленка превращается в сплошную струю [17] (при весьма малых числах Вебера W_2).

Случай колебаний плоской пленки можно получить, положив $m \gg 1$, $n \gg 1$, $m - n \approx 1$ (радиусы a и $b \gg \lambda$). Тогда уравнение (130) примет вид (при $S = W_2 = 0$)

$$Z_0^4 - 2m^3 Z_0^2 + m^6 = 0,$$

откуда

$$Z_0^2 = m^3, \text{ т. е. } Z_{0i} = 0, Z_{0r} = \pm m^{1.5}.$$

Из этого уравнения следует, что плоская пленка при отсутствии скорости устойчива [6].

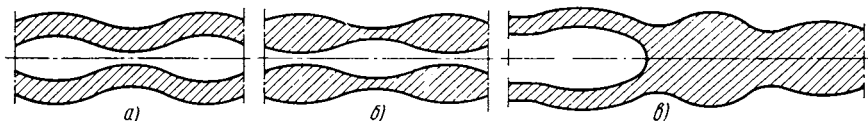


Рис. 77. Формы возмущений на наружной и внутренней поверхностях пленки (внутренняя полость пленки жидкости малого диаметра):

a — второй корень (одинаковые фазы); $б$ — первый корень (противоположные фазы); $в$ — смыкание внутренней полости пленки жидкости при малых значениях критерия Вебера W_2

3. Большие скорости течения жидкости ($W_2 \gg 1$, $m \gg 1$, $n \gg 1$, $m - n \approx 1$). Используя асимптотические выражения (132) для функций Бесселя при больших значениях аргумента из уравнения (130) получаем

$$Z_0^4 + 2m^2 (W_2 - m) \text{cth} (m - n) Z_0^2 + m^4 (W_2 - m)^2 = 0.$$

Откуда

$$\left. \begin{aligned} (Z_{0i}^2)_1 &= m^2 (W_2 - m) \text{th} \frac{m-n}{2}; \\ (Z_{0i}^2)_2 &= m^2 (W_2 - m) \text{cth} \frac{m-n}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (133)$$

Следовательно, неустойчивость получается при $W_2 > m$, а устойчивость — при $W_2 < m$. На рис. 78 даны графики зависимостей квадрата инкремента от волнового числа для разных значений W_2 и толщины пленки ($n = 0,9m$), вычисленные по формулам (133). На рис. 79 даны такие же зависимости для случая $W_2 = 5$ при различной толщине пленки.

Здесь также первая форма колебаний соответствует $\xi < 0$, а вторая $\xi > 0$. Таким образом, более вероятна антисимметричная форма колебаний пленки. При больших значениях критерия Вебера ($W_h = \rho_2 (a - b) V^2 / \sigma > 10$) инкременты обеих форм становятся почти одинаковыми, а оптимальная длина волны соответствует волновому числу $m_0 = 2/3W_2$, т. е. она такая же, как в слу-

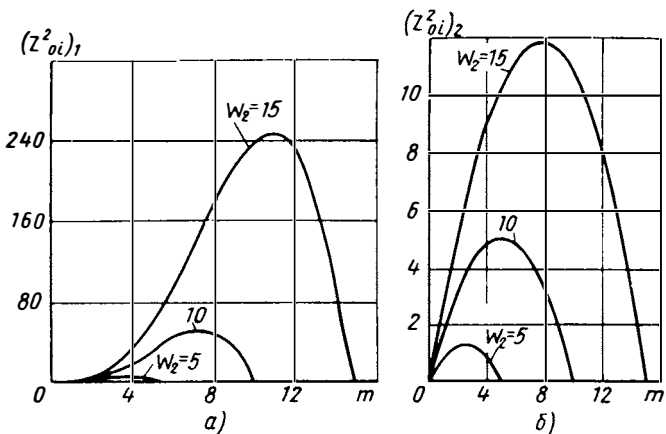


Рис. 78. Зависимость квадрата инкремента от волнового числа m при различных значениях $W_2 \gg 1$ и $n = 0,9m$:

$a - (Z_{0i}^2)_1$; $b - (Z_{0i}^2)_2$

чае распада плоской пленки; цилиндричность пленки перестает влиять на распад и происходит отрыв капель с обеих поверхностей пленки диаметром

$$d \approx \lambda = \frac{3\pi\sigma}{\rho_2 V^2}.$$

Отметим, что во всех случаях неосесимметричные колебания ($s \neq 0$) более устойчивы, чем осесимметричные.

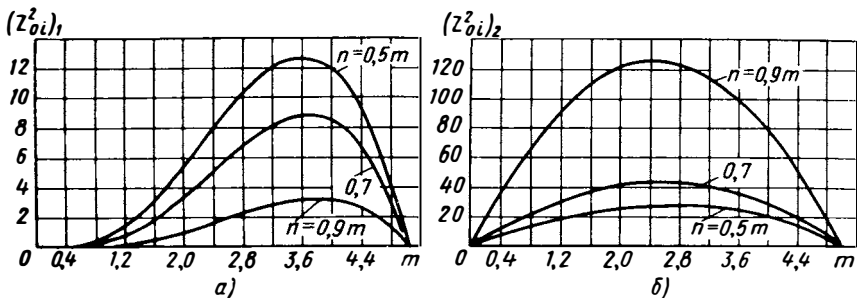


Рис. 79. Зависимость квадрата инкремента от волнового числа m при $W_2 = 5$ для разных значений $n = m/\pi$:

$a - (Z_{0i}^2)_1$; $b - (Z_{0i}^2)_2$

§ 18. ВЛИЯНИЕ ВЯЗКОСТИ НА КОЛЕБАНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ, ОБТЕКАЕМОЙ ГАЗОВЫМ ПОТОКОМ

Расчет размеров капель, отрывающихся с поверхностей пленки, не совсем точен, если не учитывать силы трения в жидкости. Опыты показывают, что существует зависимость размера капель от числа Лапласа $Lp = ar_1\sigma/\mu_1^2$.

Влияние вязкости жидкости на ее распад можно рассматривать с двух точек зрения: во-первых, в результате действия сил вязкости образуется пограничный слой, наличие которого изменяет волнообразование; во-вторых, силы вязкости могут непосредственно повлиять на развитие возмущений при заданном профиле основного течения. При этом исследование устойчивости должно основываться на уравнениях движения вязкой жидкости. Использование же уравнений Навье-Стокса сильно усложняет исследование.

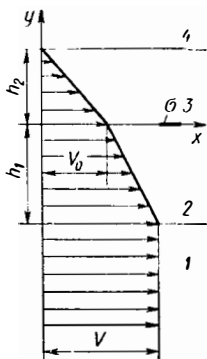


Рис. 80. Схема течения жидкостей с плоской границей раздела

Имеются данные [7], что такое влияние вязкости для жидкостей с небольшим значением μ_1 мало. В этом случае существенным является изменение профиля скорости, а параметры возмущений можно описать уравнениями движения идеальной жидкости.

Рассмотрим наиболее простой способ образования волн на границе раздела двух жидкостей (с пограничным слоем) для того, чтобы учесть влияние вязкости на образование капели и их размеры. Жидкости плотностями ρ_1 и ρ_2 имеют плоскую границу раздела.

Будем считать, что пространство разделено на четыре зоны: в зонах 1 и 2 течет жидкость плотностью ρ_1 , образующая пограничный слой толщиной h_1 (зона 2). В зонах 3 и 4 течет жидкость плотностью ρ_2 с пограничным слоем толщиной h_2 (зона 3, рис. 80). На поверхности раздела между зонами 2 и 3 действуют силы поверхностного натяжения (коэффициент поверхностного натяжения σ); скорость в пограничном слое изменяется линейно по координате. Значения параметров приведены в табл. 2.

Таблица 2

Наименование	Зона			
	1	2	3	4
Значения ординаты	$-\infty < y \leq -h_1$	$-h_1 \leq y \leq 0$	$0 \leq y \leq h_2$	$h_2 \leq y < \infty$
Плотность жидкости	ρ_1	ρ_1	ρ_2	ρ_2
Скорость	$V_1 = V$	$V_2 = V - \frac{V - V_0}{h_1} \times (h_1 - y)$	$V_3 = V_0 - \frac{V_0}{h_2} y$	$V_4 = 0$

Используя линейную аппроксимацию распределений скорости в пограничном слое, можно существенно упростить анализ устойчивости поверхности раздела. Вывод уравнения собственных значений в этом случае проводится для функции тока возмущенного движения

$$\psi = \varphi(y) e^{i(\alpha x - \beta t)}$$

и приводит к следующему результату:

$$\begin{aligned} (1 + M)R^4 + \left[(p + q)(1 + M) - \frac{1}{k+1}(1 - M) + a - bM \right] R^3 + \\ + \left[pq(1 + M) - (p + q)\frac{1}{k+1}(1 - M) + \right. \\ \left. + aq - b\rho M - D \right] R^2 - \left[pq\frac{1}{k+1}(1 - M) + \right. \\ \left. + (p + q)D \right] R - pqD = 0, \end{aligned} \quad (134)$$

где

$$\begin{aligned} a &= \frac{e^{-2m}}{k+1}; & b &= \frac{e^{-2km}}{k+1}; \\ p &= \frac{1-2m}{2(k+1)} - \frac{a}{2}; & q &= \frac{2km-1}{2(k+1)} + \frac{b}{2}; \\ m &= \alpha h_1; & k &= h_2/h_1; & M &= \rho_2/\rho_1; \\ D &= M \frac{m^3}{W_2}; & W_2 &= \rho_2 h_1 V^2/\sigma; \\ R &= H - \frac{km}{k+1}; & H &= \beta \frac{h_1}{V}. \end{aligned}$$

Исследуем случай, когда пограничный слой в третьей зоне отсутствует, т. е. $k = 0$ (пограничный слой в жидкости). Тогда $p = -m + \frac{1 - e^{-2m}}{2}$, $q = 0$, $a = e^{-2m}$, $b = 1$, и подставив эти величины в уравнение (134), получим

$$H^3 + \rho_2 H^2 + \rho_1 H + \rho_0 = 0, \quad (135)$$

где

$$\rho_2 = -\frac{n_1 + Mn_2}{1 + M}; \quad \rho_1 = \frac{n_2 - D}{1 + M}; \quad \rho_0 = \frac{n_2 D}{1 + M};$$

$$n_1 = m + A; \quad n_2 = m - A; \quad A = 0,5(1 - e^{-2m}).$$

Уравнение (135) имеет в интересующем нас диапазоне значений, входящих в его коэффициенты параметров, один действительный корень $H_1 = a$ и два комплексных сопряженных корня $H_{2,3} =$

$= b \pm ic$. Уравнение для квадрата инкремента $c^2 \equiv H_i^2$ можно представить в следующем виде:

$$\Psi (\Psi + 1)^2 = F, \quad (136)$$

где

$$F = \frac{27\rho_0^2 + 4\rho_1^3 + 4\rho_0\rho_2^3 - 18\rho_0\rho_1\rho_2 - \rho_1^3\rho_2^3}{(\rho_2^2 - 3\rho_1)^3};$$

$$H_i^2 = 0,25 (\rho_2^2 - 3\rho_1)\Psi.$$

Из уравнения (136) следует определять лишь действительный корень, при этом $H_i^2 > 0$. Результаты расчетов представлены на

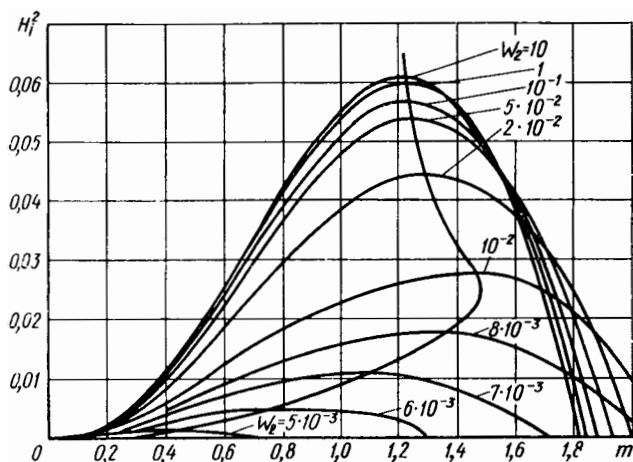


Рис. 81. Зависимость квадрата безразмерного инкремента H_i^2 колебаний от волнового числа m для разных чисел Вебера W_2

рис. 81, где показаны зависимости H_i^2 от m и W_2 при $M = 1,2 \cdot 10^{-3}$ (в случае колебаний поверхности раздела воды и воздуха с пограничным слоем в воде).

Рассмотрим два предельных случая.

1. Положим, что толщина пограничного слоя $h \rightarrow 0$, тогда из уравнения (135)

$$\beta_i = \sqrt{MV^2\alpha^2 - \frac{\sigma\alpha^3}{\rho_1}}.$$

При $V = 0$ или $M = 0$ (нет второй жидкости) для инкремента колебаний β_i получаем мнимое число, что указывает на устойчивость поверхности раздела.

Выражение для длины волны оптимального возмущения (соответствующего максимуму инкремента колебаний) имеет вид

$$\lambda_0 = \frac{3\pi\sigma}{\rho_2 V^2}. \quad (137)$$

2. В случае $W_2 = \infty$ из решения уравнения (135), положив $D = 0$, можно получить значение оптимального волнового числа $m_0 = 1,225$, откуда получим предельное значение длины волны при наличии пограничного слоя в жидкости при $W_2 \rightarrow \infty$ (практически уже при $W_2 > 0,1$):

$$\lambda_0 = 5,12h. \quad (138)$$

Следовательно, при данных условиях длина волны определяется толщиной пограничного слоя независимо от скорости жидкости. В общем случае величина безразмерного волнового числа не превышает значения $m_m = 1,5$, что соответствует длинам волн $\lambda \geq 4,2$.

Задача о колебаниях поверхности раздела двух жидкостей с учетом пограничного слоя в одной из них (более плотной) является важной. Как показывают расчеты, пограничный слой в менее плотной жидкости влияет на колебания слабо. Кроме того, при этом сильно увеличивается инкремент колебаний по сравнению со случаем разрывного распределения скоростей на границе раздела при одинаковой разности скоростей жидкости и газа.

В рассмотренной задаче размеры капель, отрывающихся от поверхности жидкости, зависят от вязкости лишь при наличии пограничного слоя.

В результате исследования влияния вязкости на волнообразование без учета скорости жидкости было установлено, что вязкость вызывает затухание амплитуды колебаний по закону [1]

$$A = A_0 e^{-2\nu\alpha^2 t}, \quad (139)$$

где A — амплитуда колебаний; A_0 — начальная амплитуда; ν — кинематическая вязкость жидкости; α — волновое число.

Отсюда время уменьшения амплитуды в e раз

$$\tau = \frac{\lambda^2}{8\pi^2\nu}. \quad (140)$$

Это значит, что вязкость влияет на волны лишь малой длины. В случае относительного движения жидкости и газа, имеющего разрыв в профиле скорости, была получена зависимость безразмерной длины волны максимально растущего возмущения [7]:

$$x_0 = \frac{\lambda_0}{2\pi\delta_c},$$

где $\delta_c = \sigma/\rho_2 V^2$ — капиллярная длина, зависящая от параметра $\theta = \rho_1 \sigma \delta_c / \mu_1^2$, определяющего влияние вязкости (рис. 82). Следо-

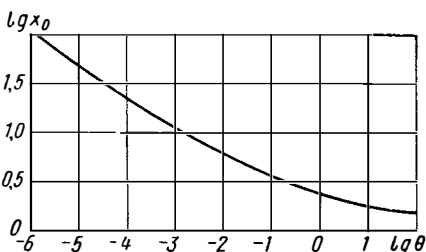


Рис. 82. Зависимость длины волны максимально растущего возмущения от вязкости жидкости

вательно, для таких жидкостей как вода или керосин при обычных условиях распыливания форсунками влияние вязкости можно не учитывать, так как $lg \theta > 0$.

§ 19. УСТОЙЧИВОСТЬ ПЛЕНКИ В КОЛЕБЛЮЩЕМСЯ ГАЗОВОМ ПОТОКЕ

По данным экспериментальных исследований форсунок с акустическими газоструйными излучателями видно, что дробление пленки интенсифицируется в результате пульсаций скорости и давления воздушной среды в устье струйного излучателя, вблизи которого расположена жидкая пленка. При рассмотрении задачи о потере устойчивости пленки было установлено, что воздействия пульсаций скорости являются определяющими.

Как уже отмечалось, капиллярно-волновая гипотеза может быть использована для теоретического анализа влияния пульсаций газовой среды на потерю устойчивости и распад жидкой пленки. В частности, была рассмотрена задача о распаде цилиндрической жидкой струи под влиянием пульсаций скорости и плотности среды.

На рис. 83 показана схема течения жидкости и газа в акустической форсунке, имеющей форму грибка. Жидкость, вытекающая из цилиндрических сопел форсунки (рис. 83, а), растекается по поверхности грибка и образует устойчивую тонкую пленку. Пленка, стекая под действием пульсирующего со скоростью $V_2(t)$ потока, разрушается, образуя капли. Возможны и другие способы образования тонкой пленки, например, при сталквании цилиндрических струй.

Рис. 83. Течение жидкости и газа в акустической форсунке:

а — схема обтекания пленки; б — распределение скорости в жидкости; в — расчетная схема течения; г — изменение профиля скорости в жидкости

а — схема обтекания пленки; б — распределение скорости в жидкости; в — расчетная схема течения; г — изменение профиля скорости в жидкости

Проанализируем два случая потери устойчивости пленки.

1. На пленку толщиной $2h$ с обеих сторон действует газовый поток с пульсирующей скоростью.

2. Длина волны на поверхности пленки мала по сравнению с ее толщиной, поэтому рассматривается воздействие потока, имеющего

пульсирующую скорость на поверхность раздела. При этом исследуется влияние на устойчивость градиента скорости жидкости, образующегося вследствие вязкости жидкости.

На рис. 83 дана расчетная схема течения жидкости и газа (V_1 , V_2 и V_3 — скорости газа и пленки). Течение в первом случае будем считать потенциальным. Используем граничные условия на поверхности раздела $y = \pm h$.

Равенство нормальных составляющих скорости:
при $y = h$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \eta}{\partial t} + V_1 \frac{\partial \eta}{\partial x} &= \frac{\partial \Phi_1}{\partial y}; \\ \frac{\partial \eta}{\partial t} + V_2 \frac{\partial \eta}{\partial x} &= \frac{\partial \Phi_2}{\partial y}, \end{aligned} \right\} \quad (141)$$

при $y = -h$

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial t} + V_1 \frac{\partial \zeta}{\partial x} &= \frac{\partial \Phi_1}{\partial y}; \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} + V_3 \frac{\partial \zeta}{\partial x} &= \frac{\partial \Phi_3}{\partial y}. \end{aligned} \right\} \quad (142)$$

Равенство разности давлений в жидкости и газе давлению поверхностного натяжения:

при $y = h$

$$\left. \begin{aligned} p_2 - p_1 &= \sigma \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}; \\ p_1 - p_3 &= \sigma \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2}. \end{aligned} \right\} \quad (143)$$

Давление при возмущенном движении вычислим из интеграла Лагранжа-Коши

$$p = -\rho \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + V \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right), \quad (144)$$

где Φ_j ($j = 1, 2, 3$) — потенциалы скорости возмущенного движения;

$$\left. \begin{aligned} \Phi_1 &= g(Ae^{ky} + Be^{-ky}); \\ \Phi_2 &= gCe^{-ky}; \\ \Phi_3 &= gDe^{ky}, \end{aligned} \right\} \quad (145)$$

где $g = e^{ikx}$; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число;

$$\eta = gE; \quad \zeta = gF. \quad (146)$$

В уравнениях (145) и (146) буквами A, B, C, D, E, F обозначены функции времени. Подставляя в граничные условия (141) —

(143) выражения (144)—(146), получим следующую систему уравнений (штрихи — производные по времени):

$$\left. \begin{aligned} ikV_1E + E' &= ke^{kh}A - ke^{-kh}B; \\ ikV_2E + E' &= -ke^{-kh}C; \\ \rho_1 [e^{kh}A' + e^{-kh}B' + ikV_1(e^{kh}A + e^{-kh}B)] - \\ - \rho_2 (e^{-kh}C' + ikV_2e^{-kh}C) &= -\sigma k^2E; \\ ikV_1F + F' &= ke^{-kh}A - ke^{kh}B; \\ ikV_3F &= ke^{-kh}D; \\ \rho_3 (e^{-kh}D' + ikV_3e^{-kh}D) - \rho_1 [e^{-kh}A' + \\ + e^{kh}B' + ikV_1(e^{-kh}A + e^{kh}B)] &= -\sigma k^2F. \end{aligned} \right\} \quad (147)$$

Рассмотрим отдельно случаи несимметричных и симметричных колебаний. Примем для упрощения $\rho_2 = \rho_3$, $V_1 = 0$ и $V_2 = V_3 = V$.

При несимметричных колебаниях $E = F$, $D = -C$, $B = -A$. Тогда система уравнений (147) примет вид:

$$\begin{aligned} E' &= 2kA \operatorname{ch} kh; \\ ikVE + E' &= -ke^{-kh}C; \\ 2kA' \operatorname{sh} kh - M(ke^{-kh}C' + ik^2e^{-kh}C) &= -\frac{\sigma k^3}{\rho_1} E. \end{aligned}$$

Исключая функции A и C , получим дифференциальное уравнение ($M = \rho_2/\rho_1$)

$$(\operatorname{th} kh + M)E'' + 2ikVME' + \left(ikV'M - k^2V^2M + \frac{\sigma k^3}{\rho_1} \right) E = 0. \quad (148)$$

При симметричных колебаниях $E = -F$, $D = C$, $B = A$. Система уравнений (147) примет вид

$$\begin{aligned} E' &= 2kA \operatorname{sh} kh; \\ ikVE + E' &= -ke^{-kh}C; \\ 2kA \operatorname{ch} kh + M(-ke^{-kh}C' - ik^2Ve^{-kh}C) &= -\frac{\sigma k^3}{\rho_1} E. \end{aligned}$$

Дифференциальное уравнение для определения E

$$(\operatorname{ctg} kh + M)E'' + 2ikVME' + \left(ikV'M - k^2V^2M + \frac{\sigma k^3}{\rho_1} \right) E = 0. \quad (149)$$

Приведем уравнения (148) и (149) к нормальному виду. Представим

$$E = u \exp \left(-ik \frac{M \int V dt}{H + M} \right),$$

где $H = \begin{cases} \text{th } kh \\ \text{cth } kh \end{cases}$ соответственно для уравнений (148) и (149). Тогда

$$(H + M) u'' + \left(\frac{\sigma k^3}{\rho_1} - \frac{MH}{H + M} k^2 V^2 \right) u = 0. \quad (150)$$

В частном случае поверхности раздела двух сред ($h \rightarrow 0$) уравнение (150) переходит в уравнение

$$u'' + \frac{1}{M + 1} \left(\frac{\sigma k^3}{\rho_1} - \frac{M}{M + 1} k^2 V^2 \right) u = 0. \quad (151)$$

Скорость газового потока

$$V = V_0 + \Delta V \psi(\omega t),$$

где V_0 — средняя скорость газа; ΔV — амплитуда пульсации скорости; $\psi(\omega t)$ — безразмерная периодическая функция, описывающая пульсации скорости газового потока; ω — круговая частота пульсаций скорости. Вид этой функции зависит от режима работы акустического излучателя и характера течения газа вблизи его устья. В качестве функции $\psi(\omega t)$ используем импульсную функцию (рис. 84), при которой расчеты потери устойчивости пленки значительно упрощаются.

Введем безразмерные параметры, в которых в качестве линейного масштаба используем капиллярную длину $\delta_c = \sigma/\rho_2 V_0^2$; $\alpha = k\delta_c$ — безразмерное волновое число; $\text{Sh} = \omega\delta_c/V_0$ — критерий Струхаля; $\varepsilon = \Delta V/V_0$ — безразмерная амплитуда пульсаций скорости; $\tau = \omega t$ — безразмерное время. Тогда уравнение (150) примет вид

$$u'' + Iu = 0,$$

где

$$I = \frac{M}{H + M} \left[\alpha^3 - \frac{M}{H + M} \alpha^2 (1 + \varepsilon\psi)^2 \right] \frac{1}{\text{Sh}^2}. \quad (152)$$

Это уравнение приведем к форме уравнения Хилла. Для этого в случае рассмотренной выше импульсной функции

$$\lambda = 0,5 (I_+ + I_-);$$

$$\gamma = 0,5 (I_+ - I_-),$$

где I_+ и I_- — значения I соответственно для $\psi = \pm 1$.

Тогда запишем уравнение (151) в виде

$$u'' + [\lambda + \gamma \psi(\tau)] u = 0,$$

где

$$\left. \begin{aligned} \lambda &= \frac{M}{H+M} \left[\alpha^3 - \frac{M}{H+M} \alpha^2 (1 + \varepsilon^2) \right] \frac{1}{\text{Sh}^2}; \\ \gamma &= -\frac{2M^2}{(H+M)^2} \alpha^2 \frac{\varepsilon}{\text{Sh}^2}, \quad H = \begin{cases} \text{th } \alpha W_2; \\ \text{cth } \alpha W_2; \end{cases} \end{aligned} \right\} \quad (153)$$

$$W_2 = \rho_2 V_0^3 h / \sigma.$$

Известно, что уравнение Хилла имеет решения вида

$$e^{\mu \tau} Q(\tau),$$

где $\mu = \mu_R + i\mu_I$ — характеристический показатель, зависящий от λ и γ ; Q — периодическая функция (период 2π).

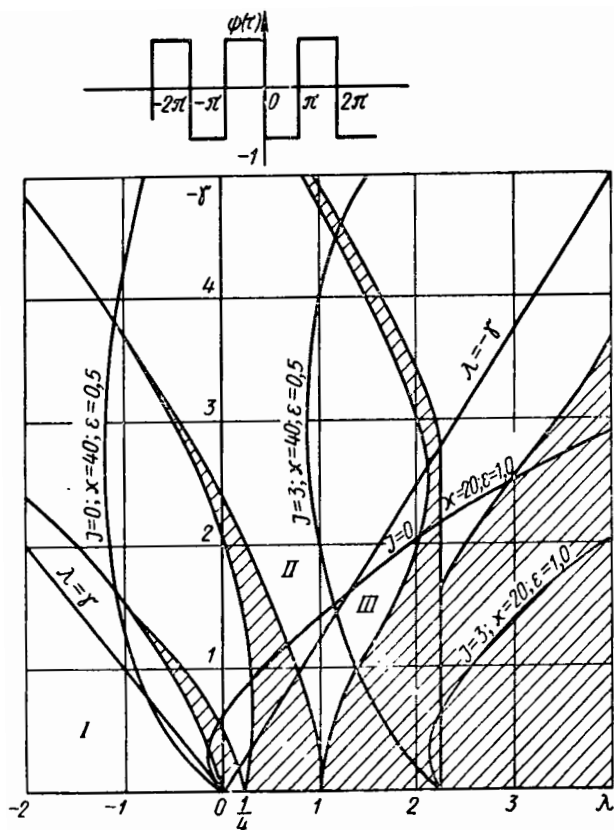


Рис. 84. Диаграмма областей устойчивости по уравнению Хилла для случая импульсной функции и схема импульсной функции:

I, II, III — области неустойчивости

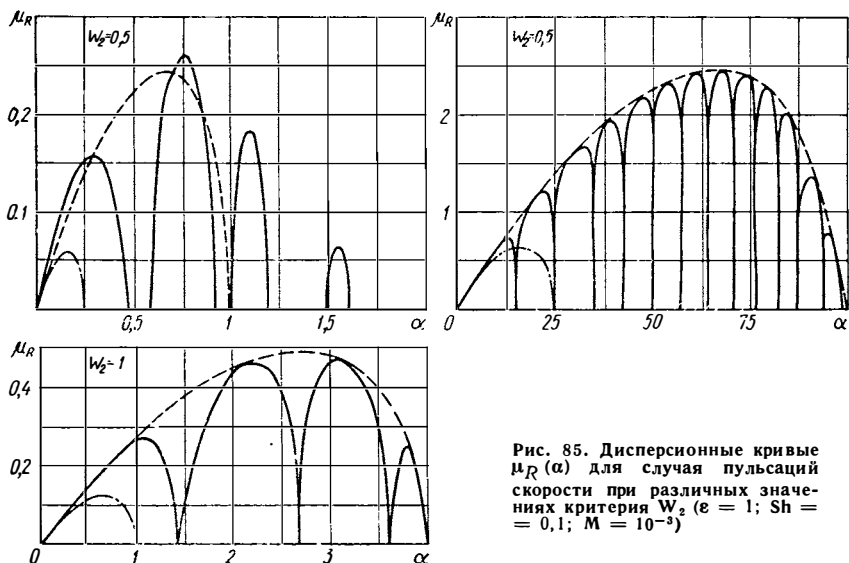


Рис. 85. Дисперсионные кривые $\mu_R(\alpha)$ для случая пульсаций скорости при различных значениях критерия W_2 ($\epsilon = 1$; $Sh = 0,1$; $M = 10^{-3}$)

Рассмотрим решения соответствующие $\mu_R > 0$ и найдем зависимость μ_R от α , Sh и ϵ . Эта зависимость (дисперсионная кривая) определяет то значение волнового числа, которое соответствует максимально растущему возмущению, т. е. определяет длину волны наиболее неустойчивого возмущения и размер капли. Выразить μ_R в общем виде довольно сложно. Лишь в некоторых случаях (например, при импульсном законе воздействия) эти вычисления не представляют трудности.

Для случая импульсной функции $\psi(\tau)$ показатель μ может быть вычислен при любых значениях λ и γ по формуле

$$\operatorname{ch} 2\pi\mu = \cos \tau_1 \cos \tau_2 - 0,5 \left(\frac{\tau_1}{\tau_2} + \frac{\tau_2}{\tau_1} \right) \sin \tau_1 \sin \tau_2, \quad (154)$$

где $\tau_1 = \pi \sqrt{\lambda + \gamma}$; $\tau_2 = \pi \sqrt{\lambda - \gamma}$.

Обозначив $\operatorname{ch} 2\pi\mu = a$ и решив это уравнение, получим, что при $|a| > 1$ имеет место неустойчивость, а при $|a| < 1$ — устойчивость.

На диаграмме устойчивых и неустойчивых решений уравнений Хилла в координатах λ и γ (рис. 84) области устойчивости (заштрихованы) и неустойчивости для случая импульсной функции чередуются. Кривые постоянных значений μ_R находятся в области неустойчивости, с ростом λ и γ значения μ_R увеличиваются. На этой диаграмме также построены кривые $\lambda(\gamma)$ по параметрическим уравнениям (153).

Дисперсионные кривые $\mu_R(\alpha)$, рассчитанные по формуле (154) при различных значениях критерия Вебера, приведены на рис. 85. Пульсации скорости существенно меняют характер распада жидкой

пленки. Вместо одной области неустойчивости, которая существует в случае обтекания пленки стационарным газовым потоком (штрих-пунктирные линии) возникает несколько областей. Пульсации скорости

приводят к уменьшению размеров капель (положение максимума дисперсионной кривой смещается в сторону больших волновых чисел или малых размеров капель). Расчетами установлено, что в исследованном диапазоне величин критерия Вебера значения α_m , соответствующие наиболее быстро растущим возмущениям, одинаковы как для несимметричных, так и для симметричных возмущений.

Влияние критерия Струхала на дисперсионные кривые $Z(\alpha)$, где $Z = \mu_R Sh$, дано на рис. 86. С увеличением

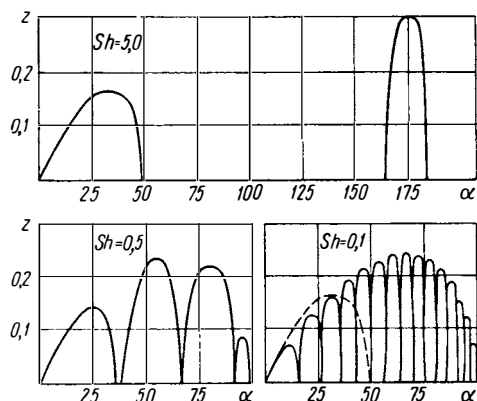


Рис. 86. Дисперсионные кривые $Z(\alpha)$ для случая пульсаций скорости при различных значениях критерия Sh ($W_2 = 5$; $\varepsilon = 1$; $M = 10^{-3}$). Штриховая линия — стационарное обтекание пленки ($Sh = \infty$)

критерия Sh происходит уменьшение размеров капель, так как величина Z возрастает в области неустойчивости II (см. рис. 84). Это также видно на рис. 87, где дана зависимость волнового числа наиболее неустойчивого возмущения α_m от критерия Sh .

Рассмотрим теперь задачу о потере устойчивости пленки при воздействии пульсирующей скорости газа и наличии градиента скорости в жидкости. По мере перемещения пленки в газе профиль эпюры скоростей деформируется (см. рис. 83, б). Наиболее важным при распыливании является случай, когда длина волны λ_m на поверхности пленки значительно меньше ее толщины h . Тогда можно рассматривать одну поверхность раздела и считать наклон профиля (градиент скорости) постоянным (см. рис. 83, г).

Рассматриваемое течение в жидкости с линейным распределением скорости является вихревым, поэтому будем исходить из уравнения Гельмгольца для функции тока ψ^*

$$\frac{\partial \Delta \psi^*}{\partial t} + \frac{\partial \psi^*}{\partial y} \frac{\partial \Delta \psi^*}{\partial x} - \frac{\partial \psi^*}{\partial x} \frac{\partial \Delta \psi^*}{\partial y} = 0. \quad (155)$$

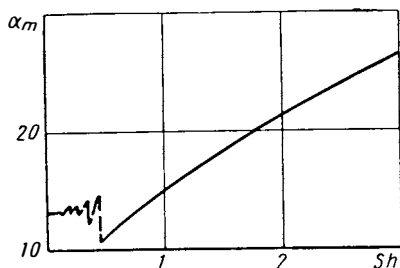


Рис. 87. Зависимость волнового числа максимально неустойчивого возмущения α_m от критерия Sh ($W_2 = 5$; $\varepsilon = 1$; $M = 10^{-3}$)

Штриховая линия — перескок максимум дисперсионных кривых при малых значениях критерия Sh

Приняв $\psi^* = \bar{\psi} + \psi$, где $\bar{\psi}$ и ψ — функции тока соответственно осредненного и возмущенного движения, после подстановки величины ψ^* в уравнение (155) и его линеаризации, получим уравнение для функции тока возмущенного движения

$$\frac{\partial \Delta \psi}{\partial t} + V \frac{\partial \Delta \psi}{\partial x} = 0,$$

где

$$\psi = \varphi(t, y) e^{ikx}.$$

При этом компоненты скорости возмущений

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}; \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

После подстановки величины ψ в выражение (155) получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - k^2 \psi \right) + ikV \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - k^2 \psi \right) = 0.$$

Будем искать решение этого уравнения в виде

$$\varphi_1 = A(t) e^{ky}; \quad \varphi_2 = B(t) e^{-ky}. \quad (156)$$

Отклонение поверхности раздела ($y = 0$)

$$\eta = C(t) e^{ikx}. \quad (157)$$

Используем обычные граничные условия на поверхности раздела ($y = 0$):

равенство нормальных составляющих скорости

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + V_2 \frac{\partial \eta}{\partial x} = v_2 = -\frac{\partial \psi_2}{\partial x};$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = v_1 = -\frac{\partial \psi_1}{\partial x}; \quad (158)$$

равенство разности давлений в жидкости и газе давлению поверхностного натяжения

$$p_1 - p_2 = -\sigma \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2}. \quad (159)$$

Для вычисления градиента давления используем выражение

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = - \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y \partial t} + ikV \frac{\partial \varphi}{\partial y} - ik \frac{\partial V}{\partial y} \varphi \right) e^{itx}. \quad (160)$$

Подставляя в граничные условия (158) и (159) выражения (156), (157) и (160), получим дифференциальное уравнение относительно $u(t) = C(t) \exp(ikM \int V_2 dt - 0,5iqt)/(1 + M)$;

$$u'' + \frac{1}{M+1} \left[\frac{\sigma k^3}{\rho_1} - \frac{M}{M+1} k^2 V_2^2 - \frac{M}{M+1} kqV_2 + \frac{q^2}{4(M+1)} \right] u = 0.$$

(161)

Полученное уравнение отличается от уравнения для поверхности раздела двух сред (151) двумя дополнительными членами, учитывающими влияние градиента скорости. Введем безразмерные критерии

$$J = \frac{q}{\omega}; \quad \kappa = \frac{V_{02}}{V_1},$$

где V_{02} — среднее значение скорости газа, и ранее введенные критерии

$$\alpha = k \delta_c; \quad \text{Sh} = \frac{\omega \delta_c}{V_{02}}; \quad \varepsilon = \frac{\Delta V_2}{V_{02}}; \quad \tau = \omega t.$$

Тогда уравнение (161) примет вид

$$u'' + Iu = 0,$$

где

$$I = \left[\alpha^3 M - \frac{M}{M+1} (1 + \varepsilon \psi)^2 - \frac{(1 + \varepsilon \psi) J}{(M+1) \kappa^3} + \frac{J^2}{4\kappa^6 M^2 (M+1)} \right] \frac{1}{\text{Sh}^2}.$$

Приведем это уравнение к форме уравнения Хилла

$$u'' + [\lambda + \gamma \psi(\tau)] u = 0,$$

где

$$\lambda = \frac{1}{\text{Sh}^2} \left[\alpha^3 M - \frac{M}{M+1} \alpha^2 (1 + \varepsilon^2) - \frac{1}{M+1} \frac{\alpha}{\kappa^3} J + \frac{J^2}{4M^2 \kappa^6 (M+1)} \right];$$

$$\gamma = -\frac{M}{\text{Sh}^2 (M+1)} \left[2\alpha^2 \varepsilon + \frac{\alpha \varepsilon J}{M \kappa^3} \right]. \quad (162)$$

На диаграмме устойчивости уравнения Хилла (см. рис. 84) построены кривые $\lambda(\gamma)$ по уравнениям (162) для различных значений критериев κ , ε и J при $\text{Sh} = 10^3 \kappa^{-3}$ и $M = 10^{-3}$. Кривые $\lambda(\gamma)$ будут выходить из точки, лежащей на оси абсцисс, $\lambda_0 = = J^2/4 \text{Sh}^2 M^2 \kappa^6 (M+1)$ с углом наклона в этой точке $d\gamma/d\lambda = -\varepsilon$ в зависимости от величины критерия J .

При больших значениях κ (около 40) кривые $\lambda(\gamma)$ проходят в основном через области неустойчивости, которые отделены одна от другой узкими областями устойчивости. При меньших значениях критерия κ (около 20) кривые λ/γ попадают в основном в области устойчивости, отделяемые достаточно узкими областями неустойчивости.

Дисперсионные кривые $\mu_R(\alpha)$, рассчитанные по формуле (154) при различных значениях параметров κ , ε , J , Sh , приведены на рис. 88. Как и в рассмотренном уже случае распада пленки, с ростом критерия κ уменьшаются размеры капель (рис. 88, а), так как происходит смещение максимума дисперсионной кривой в сторону больших значений волнового числа.

Дисперсионные кривые, рассчитанные при различных значениях критерия J , приведены на рис. 89, а на рис. 90 даны зависимости волнового числа максимально неустойчивых возмущений α_m и соответствующих им инкрементов от величины критерия J при двух значениях κ . Как видим, при $\kappa=20$ распыливание с ростом критерия J несколько улучшается. Однако при $\kappa=40$ этот эффект не наблюдается. К тому же с улучшением распыливания замедляется процесс распада пленки (резко уменьшается инкремент). Распад пленки вязкой жидкости при больших значениях критерия J может не завершиться в зоне воздействия пульсирующего газового потока, что может ухудшить распыливание.

Полученные результаты используются для приближенной оценки скорости разрушения (абляции) пленки под действием пульсаций скорости газового потока. Предположим, что по поверхности пленки распространяются капиллярные волны [7]. На волне длиной L образуется капля диаметром $2a_k \approx L/4$. После отрыва капли на поверхности пленки остаются волны, амплитуда которых $a_0 \approx L/8$. Эти волны являются начальными возмущениями для последующего отрыва капель.

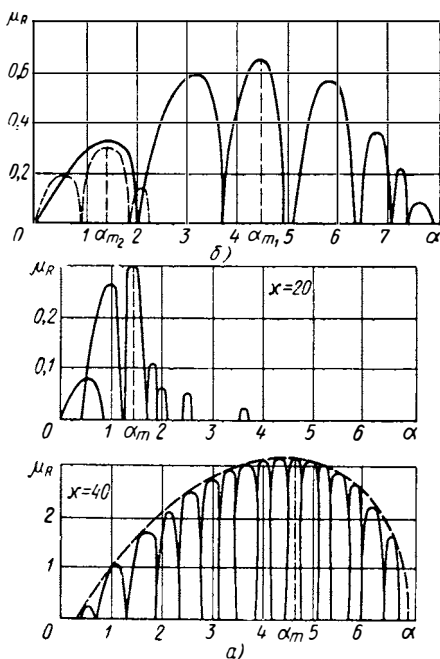


Рис. 88. Дисперсионные кривые $\mu_R(\alpha)$ при различных значениях критериев κ и ε :
 a — $Sh = 1$, $J = -1$, $\varepsilon = 1$, $M = 10^{-3}$;
 b — $Sh = 5$, $J = 1$, $M = 10^{-3}$ (штриховая линия — $\varepsilon = 0,5$; сплошная линия — $\varepsilon = 1$)

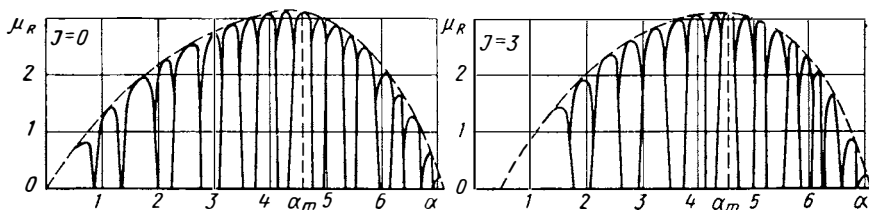


Рис. 89. Дисперсионные кривые $\mu_R(\alpha)$ при различных значениях критерия J ($Sh = 1$, $\kappa = 40$, $\varepsilon = 1$, $M = 10^{-3}$)

Время отрыва капли

$$t_0 = \frac{1}{\beta} \ln \frac{a_k}{a_0} = \frac{1}{\beta} \ln 2,$$

где β — инкремент колебаний.

Вычислим массу капли, которая оторвалась от пленки, и отнесем ее к площади, от которой она оторвалась:

$$m = \frac{\pi}{6} a_k^2 \frac{\rho_1}{L^2} = \frac{\pi}{6} \frac{\rho_1}{4^3} L.$$

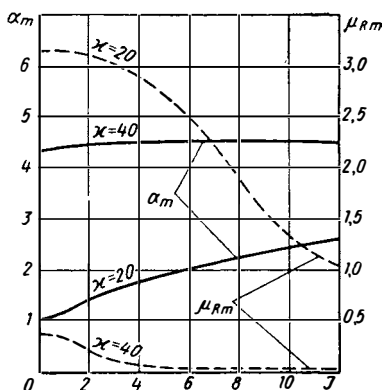


Рис. 90. Зависимость волнового числа максимально неустойчивых возмущений α_m и инкремента μ_{Rm} от критерия J при двух значениях критерия χ

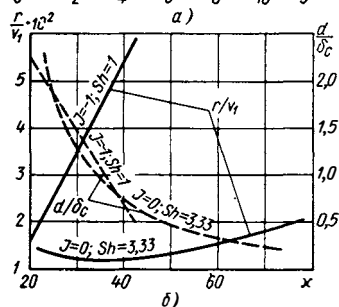
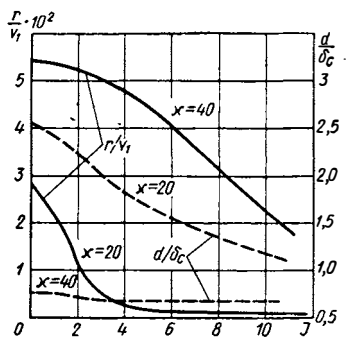


Рис. 91. Зависимость относительных линейной скорости разрушения пленки r/V_1 и диаметра капли d/δ_c от критериев: а — J (при различных значениях критерия χ); б — χ (при различных значениях критериев J и Sh)

Поток капель $r_0 = m/t_0 = 7,38 \cdot 10^{-2} \rho_1 \beta / k$. Линейная скорость разрушения пленки $r_n = r_0 / \rho_1 = 7,38 \cdot 10^{-2} \beta / k$ или (в безразмерном виде)

$$\frac{r_n}{V_1} = 7,38 \cdot 10^{-2} \frac{\beta}{V_1 k}.$$

Безразмерный параметр

$$\frac{\beta}{V_1 k} = \left(\frac{\mu_R}{\alpha} \right)_m,$$

где величина $(\mu_R / \alpha)_m$ определяется из расчетов дисперсионных кривых.

На рис. 91 даны зависимости безразмерных линейной скорости разрушения пленки и диаметра капель от критериев χ , Sh и J . Как видим, с ростом величины χ скорость разрушения возрастает.

Однако при больших частотах пульсаций (больших значениях критерия Sh) величина r_{II}/V_1 возрастает незначительно. При постоянном значении x , если увеличивается критерий Sh , то резко уменьшается скорость разрушения пленки. Наконец, скорость разрушения пленки уменьшается, если увеличивается критерий J .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ламб Г. Гидродинамика. М., ОГИЗ, 1947. 928 с.
2. Лышевский А. С. Об устойчивости и распаде полой струи вязкой жидкости, движущейся с малыми скоростями. — «Изв. вузов. Энергетика», 1958, № 3, с. 428—435.
3. Лышевский А. С. О влиянии окружающей среды на распад полой струи жидкости. — «Изв. вузов. Энергетика», 1958, № 6, с. 695—712.
4. Squire H. Investigation of stability of a moving liquid film. — «British Journal of Applied Physics», 1953, vol. 4, N 6, p. 938—945.
5. Jork J., Stubbs H., Tek M. Mechanism of disintegration of liquid sheets. — «Transaction of ASME», 1953, vol. 75, N 7, p. 1279—1286.
6. Hagerty W., Shea J. Study of the stability of plane fluid sheets. — «Journal of Applied Mechanics», 1955, vol. 22, N 4, p. 509—514.
7. Taylor G. Generation of ripples by wind blowing over a viscous fluid. — «Scientific Paper». Academic Press, 1960, vol. 1, p. 531.
8. Клячко Л. А. Теории дробления капли потоком газа. — «Инженерный журнал АН СССР», т. III, 1963, № 3, с. 554—557.
9. Hinze J. Fundamentals of the hydrodynamic mechanism of splitting in dispersion process. — «American Institute Chemical Engineering Journal», 1955, N 1, p. 23—27.
10. Isshiki N. Theoretical and experimental study of atomization of liquid drop in high speed gas stream. — «Rept. Transp. Techn. Res. Inst.», 1959, N 35, p. 79—98.
11. Бородин В. А., Дитякин Ю. Ф., Ягодкин В. И. О дроблении сферической капли в газовом потоке. — «Прикл. механ. и техн. физ.», 1962, № 1, с. 85—92.
12. Головин А. М. К теории колебаний и дробления капли в газовом потоке при наличии вихревого движения внутри капли. — «Изв. АН СССР. Серия геофизическая», 1964, № 7, с. 697—706.
13. Головин А. М. К теории колебаний и дробления капли в газовом потоке при наличии потенциального движения внутри капли. — «Изв. АН СССР. Серия геофизическая», 1964, № 8, с. 728—732.
14. Гордин К. А., Истратов А. Г., Либрович В. Б. К кинетике деформации и дробления жидкой капли в газовом потоке. — «Изв. АН СССР. МЖГ», 1969, № 1, с. 1—8.
15. Peskin R., Raco R. Ultrasonic atomization of liquids. — «Journal of Acoustical Society of America», 1963, vol. 35, № 9, p. 1378—1385.
16. Peskin R., Lawler J. Theoretical studies of mechanism of atomization of liquids. — «Transaction Amer. Soc. Heat Refr. and Air Cond. Engng», 1964, vol. 69, p. 293—302.
17. Физика и техника мощного ультразвука. — В кн.: Источники мощного ультразвука. Т. 1, Под ред. Л. Д. Розенберга. М., «Наука». 279 с.
18. Богуславский В. Я., Экнадиосянц О. К. О физическом механизме распыливания жидкости акустическими колебаниями. — «Акуст. журн.», т. 15, 1969, № 1, с. 17—25.
19. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов, сумм рядов и произведений. М., Гос. изд. физ. мат. лит., 1962. 1100 с.

**Дисперсность
жидкостей,
распыленных
форсунками**

Экспериментальные исследования показывают, что в результате распыливания образуется большое количество капель различного размера, составляющих факел распыленной жидкости.

Для того чтобы количественно оценить процесс распыливания (дисперсность), необходимо ввести соответствующие характеристики. Так как число капель, приходящихся на единицу объема факела распыленной жидкости, велико (около 10^6 1/см³), то при исследовании целесообразно использовать статистические методы.

При изучении совокупности капель, которые практически имеют сферическую форму, достаточно исследовать распределение капель по их диаметрам. Таким образом, диаметр капли x есть аргумент и его значения образуют ряд совокупности. Наименьшие и наибольшие значения аргумента x ограничивают интервал.

Обозначим через i число капель диаметра x , а через i_{\max} — число всех измеренных капель. В статистике совокупность каких-либо объектов измеряют делением их на классы (группы) с интервалом Δx . Величину Δx устанавливают в основном в зависимости от метода измерения и измерительного прибора (цена деления шкалы окуляра микроскопа, разность размеров ячеек сит, применяемых последовательно при просеивании и др.).

Капли диаметрами от $x_n - \frac{\Delta x}{2}$ до $x_n + \frac{\Delta x}{2}$ образуют класс, соответствующий размеру x_n . Если наносить число капель для всех классов на график в виде ординаты для среднего диаметра x_n , то получим осредненную кривую распределения капель по диаметрам (кривую частот)

$$f'(x) = \frac{di}{dx}. \quad (163)$$

Если последовательно сложить число капель во всех классах, по оси ординат отложить суммы числа капель с диаметрами, меньшими данного, то получим суммарную кривую, характеризующую распределение числа капель по диаметрам:

$$f(x) = i = \int_0^{x_{\max}} \frac{di}{dx} dx. \quad (164)$$

Однако обычно на практике кривые, отвечающие уравнениям (163) и (164), используют редко, так как они неудобны для сравнения. Относительные величины частот распределения числа, поверхности или объема (массы) капель по размерам

$$y_p = \frac{\frac{di}{dx} x^p}{\int_0^{x_{\max}} \frac{di}{dx} x^p dx}. \quad (165)$$

Для $p = 0$, $p = 2$ и $p = 3$ имеем кривые относительных частот распределения соответственно числа, поверхностей и объемов капель y_0 , y_2 и y_3 .

Аналогичным образом имеем кривые распределения относительных значений числа, поверхности или объема капель, диаметры которых меньше заданного, которые называют суммарными. Уравнение этих кривых имеет вид

$$G_p = \frac{\int_0^x \frac{di}{dx} x^p dx}{\int_0^{x_{\max}} \frac{di}{dx} x^p dx}. \quad (166)$$

Для $p = 0, 2, 3$ получим соответственно относительные суммарные кривые распределения числа G_0 , поверхности G_2 и объема G_3 капель. Частотные кривые уравнений (163) и (165) называют иногда дифференциальными, а суммарные уравнений (164) или (166) — интегральными кривыми распределения капель по диаметрам.

Для определения функций y_p и G_p были предложены многочисленные уравнения [1].

При оценке мелкости распыливания различными форсунками используют средние размеры капель, которые дают неточное представление о степени раздробленности жидкости. Средний диаметр капель обычно вычисляют в зависимости от требуемого определяющего свойства:

1) среднеарифметический диаметр капель (взвешенный по числу капель), поверхность и объем всех капель остаются неиз-

менными (индекс 10 означает, что в числителе диаметр капли взят в первой степени, а в знаменателе — в нулевой):

$$x_{10} = \frac{\sum ix}{\sum i};$$

2) средний поверхностный диаметр капель (взвешенный по числу капель), поверхность всех капель остается неизменной:

$$x_{20} = \left(\frac{\sum ix^2}{\sum i} \right)^{0,5};$$

3) средний объемный диаметр капель (взвешенный по числу капель), объем капель остается неизменным:

$$x_{30} = \left(\frac{\sum ix^3}{\sum i} \right)^{0,333};$$

4) средний диаметр капель Заутера (взвешенный по удельной поверхности)

$$x_{32} = \frac{\sum ix^3}{\sum ix^2};$$

5) средний объемный диаметр (взвешенный по суммарной длине капель) или средний диаметр Проберта

$$x_{31} = \left(\frac{\sum ix^3}{\sum ix} \right)^{0,5};$$

6) средний диаметр (взвешенный по объему всех капель)

$$x_{43} = \frac{\sum ix^4}{\sum ix^3}.$$

Если известны уравнения частотных кривых распределения, то общая формула для среднего диаметра капли может быть представлена в следующем виде:

$$x_{dq} = \left\{ \frac{\int_0^{\infty} \frac{di}{dx} x^d dx}{\int_0^{\infty} \frac{di}{dx} x^q dx} \right\}^{\frac{1}{d-q}}.$$

Применение того или иного уравнения для функций y_p и G_p в значительной степени связано с тем методом, который используют для определения размеров капель.

Для описания распределения капель распыленного парафина, когда затвердевшие капли просеивают через сита, удобно пользо-

ваться уравнением суммарной кривой распределения объемов капель по диаметрам:

$$G_3 = 1 - e^{-\left(\frac{x}{\bar{x}}\right)^n}, \quad (167)$$

где \bar{x} — константа размера; n — константа распределения.

Частотная кривая, соответствующая суммарной кривой уравнения (167), имеет вид

$$y_3 = \frac{dG_3}{dx} = x^3 \frac{di}{dx} = \frac{n}{x^n} x^{n-1} e^{-\left(\frac{x}{\bar{x}}\right)^n}. \quad (168)$$

Иногда вместо G_3 применяют другую суммарную кривую

$$R_3 = 1 - G_3 = e^{-\left(\frac{x}{\bar{x}}\right)^n}. \quad (169)$$

Величина R_3 представляет собой долю капель, диаметр которых больше x .

На рис. 92 представлены частотная y_3 и суммарные G_3 кривые распределения объемов капель по диаметрам. Рассмотрим основные свойства этих кривых распределения. Площадь, лежащая между кривой распределения y_3 и осью абсцисс при $0 \leq x \leq \infty$,

$$\int_0^{\infty} y_3 dx = 1.$$

Максимум кривой частот y_3 соответствует точкам перегиба суммарных кривых G_3 и R_3 . Абсциссу максимума кривой y_3 называют модой, она равна диаметру наиболее часто встречающихся капель. Абсцисса, которая делит совокупность на две равные части ($G_3 = R_3 = 0,5$), находится на пересечении суммарных кривых распределения; ее называют медианной или медианным диаметром капель. С помощью уравнений (167) и (168) можно найти наиболее часто встречающийся диаметр $x_{\text{мод}}$ и медианный диаметр $x_{\text{м}}$ капли через константы \bar{x} и n :

$$x_{\text{мод}} = \bar{x} \left(\frac{n-1}{n} \right)^{\frac{1}{n}};$$

$$x_{\text{м}} = \bar{x} (\ln 2)^{\frac{1}{n}}.$$

Кривая частот y_3 имеет максимум только при $n > 1$. При обработке результатов измерений размеров капель с помощью

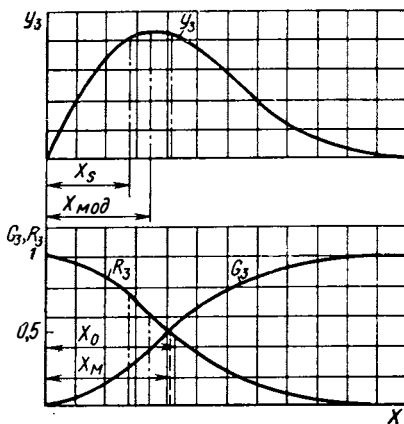


Рис. 92. Частотная и суммарные кривые распределения объемов капель по диаметрам

формулы Розин-Раммлера (167) для вычисления среднего диаметра капель можно пользоваться следующей формулой [2]:

$$x_{dq} = \left\{ \frac{\Gamma\left(\frac{d-3}{n} + 1\right)}{\Gamma\left(\frac{q-3}{n} + 1\right)} \right\}^{\frac{1}{d-q}} \bar{x}.$$

Так, получим для среднего диаметра:
Заутера ($d = 3$, $q = 2$)

$$x_{32} = x_S = \frac{1}{\Gamma\left(1 - \frac{1}{n}\right)} \bar{x};$$

капель, взвешенных по объему ($d = 4$, $q = 3$),

$$x_{43} = \Gamma\left(\frac{1}{n} + 1\right) \bar{x}.$$

Следует отметить, что величина x_{43} совпадает со значением абсциссы центра тяжести площади, лежащей под кривой частот, полученной по уравнению (168).

Часто для описания распределения капель используют частотную функцию

$$\frac{di}{dx} = Ax^m e^{-bx^n}.$$

В частности, при $m = 2$ и $n = 2$ получим частотную функцию, использованную при обработке отпечатков капель, уловленных иммерсионным слоем [2]. Эта функция применялась некоторыми исследователями при описании распределения капель по размерам, полученным методом, использующим рассеяние света на каплях.

Если принять нижней границей размер $x_{\min} = 0$, а верхней $x_{\max} = \infty$, то ниспадающая ветвь кривой распределения асимптотически приближается к оси абсцисс. Относительные характеристики распределения в этом случае найдем по формулам (165) и (166):

$$y_p = \frac{nb \frac{m+p+1}{n}}{\Gamma\left(\frac{m+p+1}{n}\right)} x^{m+p} e^{-bx^n}; \quad (170)$$

$$G_p = \frac{\gamma(\alpha, u)}{\Gamma\left(\frac{m+p+1}{n}\right)},$$

где $\gamma(\alpha, u) = \int_0^u e^{-t} t^{\alpha-1} dt$ — неполная гамма-функция [3]; $u = bx^n$;

$$\alpha = \frac{m+p+1}{n}.$$

Недостатком рассмотренных выше уравнений (168) и (170) является отсутствие в описываемых ими совокупностях капель наибольшего диаметра x_{\max} , т. е. эти функции допускают сколь угодно большие диаметры капель. Для устранения этого недостатка были предложены функции, имеющие верхний предел, т. е. содержащие максимальные диаметры капель. Можно использовать следующее уравнение функции с верхним пределом для объемного распределения [2]:

$$\frac{dv}{dy} = \frac{\delta_p}{\sqrt{\pi}} e^{-\delta_p^2 y^2}, \quad (171)$$

где $y = \ln \frac{ax}{x_{\max} - x}$; a и δ_p — параметры.

Эта формула (несколько модифицированная) использовалась для описания распределения капель по размерам, полученного при измерении интенсивности света, рассеянного на каплях. Медианный и средние диаметры капли с максимальным диаметром и параметрами a и δ_p связывают следующие формулы:

$$x_m = \frac{x_{\max}}{a + 1};$$

$$x_{32} = \frac{x_{\max}}{1 + a \exp(0,25\delta_p^2)};$$

$$x_{31} = \frac{x_{\max}}{[1 + 2a \exp(0,25\delta_p^2) + a^2 \exp(1/\delta_p^2)]^{0,5}}.$$

Другая суммарная функция распределения [4, 5]

$$f(x) = \frac{\exp\left(-\beta_p \frac{x_{\max}}{x}\right)}{(1 + \beta_p) \exp(-\beta_p)} \left(\beta_p \frac{x_{\max}}{x} + 1\right),$$

где β_p — параметр.

Наиболее часто встречающийся диаметр капли (мода) x_{mod} и медианный x_m связаны с x_{\max} и β_p следующими соотношениями:

$$x_{\text{mod}} = \frac{\beta_p}{3} x_{\max};$$

$$x_m = \frac{\beta_p}{1 + \alpha + \sqrt{\alpha^2 + 4\alpha - 1}} x_{\max},$$

где $\alpha = 0,5(1 + \beta_p) e^{-\beta}$.

На основе измерений размеров капель была установлена связь между максимальным x_{\max} и медианным x_m диаметрами капель [6]. Так, для пневматических форсунок различных типов и была получена эмпирическая формула

$$\frac{x_{\max}}{x_m} = \frac{V_0}{219,5} + 1,55,$$

где V_0 — относительная скорость.

§ 21. ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ФОРСУНОК И СРЕДЫ НА МЕЛКОСТЬ РАСПЫЛИВАНИЯ

Струйные форсунки и форсунки с пневматическим (газовым) распыливанием жидкости. Рассмотрим влияние на мелкость распыливания основных факторов, определяемых устройством форсунок и условиями их работы.

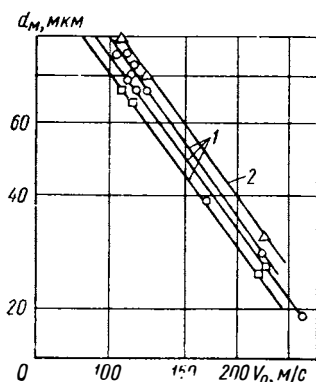


Рис. 93. Зависимость медианного диаметра капель от относительной скорости. Скорость истечения жидкости:

□ — 1,22 м/с; ○ — 3,65 м/с; △ — 9,1 — 10,65 м/с

Скорость истечения жидкости. Многочисленные опыты показали, что при увеличении скорости истечения жидкости (или перепада давлений на форсунке) размеры капель уменьшаются, а сами капли становятся более однородными. Если струю жидкости обтекает соосный газовый поток, то с ростом относительной скорости размеры капель также уменьшаются. На рис. 93 в логарифмических координатах представлены зависимости медианного диаметра капель от относительной скорости [7] при обтекании струи потоком воздуха, направление которого совпадает с направлением истечения жидкости 2 или противоположно ему 1. Как видим, наклон прямой в обоих случаях одинаков.

Диаметр соплового отверстия и отношение длины отверстия к диаметру. С увеличением диаметра соплового отверстия возрастают размеры капель. На рис. 94, а показана зависимость среднего диаметра капель от диаметра соплового отверстия при постоянном

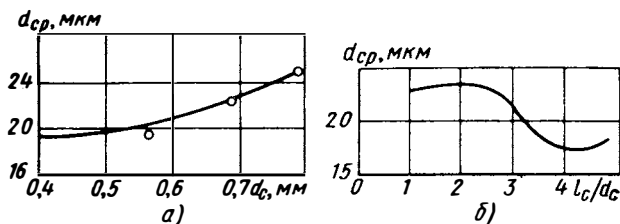


Рис. 94. Зависимость среднего диаметра капель газойля:

а — от диаметра сопла при постоянном перепаде давлений $2,728 \cdot 10^4$ кПа; б — от отношения длины сопла l_c к его диаметру $d_c = 0,407$ мм при перепаде давлений $2,375 \cdot 10^4$ кПа

ном перепаде давлений на форсунке. Влияние отношения длины сопла к его диаметру на средний диаметр капель можно видеть по зависимости (рис. 94, б), полученной по результатам опытов различных исследователей.

Плотность газовой среды. Влияние плотности газа, окружающего жидкую струю, на размеры капель зависит от того, в каком

диапазоне она меняется в процессе распыливания. Экспериментальные данные, относящиеся главным образом к форсункам двигателей внутреннего сгорания с воспламенением от сжатия, показывают, что если плотность воздуха в 6—20 раз превышает атмосферную, то размеры капель не зависят от колебаний плотности. Если же плотность (давление) воздуха превышает атмосферную всего лишь в 2—3 раза, то ее увеличение приводит к уменьшению размеров капель. На рис. 95 в логарифмических координатах представлена зависимость медианного диаметра капель от давления воздуха для различных относительных скоростей.

При снижении давления воздуха ниже атмосферного влияние плотности оказывается более существенным. На рис. 96, а представлены результаты измерений размеров капель топлива, распыливаемого струйной форсункой в воздух пониженной плотности [8]. По оси ординат отложено отношение медианного диаметра капель к диаметру соплового отверстия, а по оси абсцисс — отношение плотностей воздуха, окружающего форсунку в барокамере, и атмосферного. В этих опытах перепад давления на форсунке оставался постоянным.

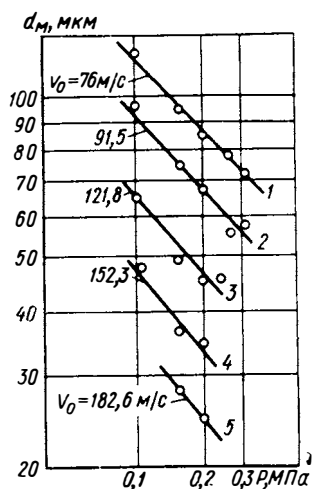


Рис. 95. Зависимость медианного диаметра капель от давления воздуха при различных относительных скоростях V_0 .

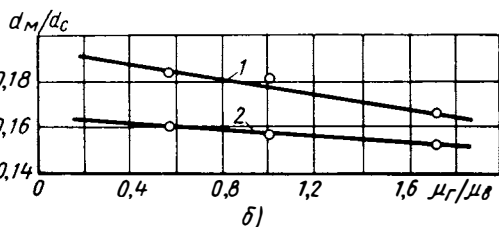
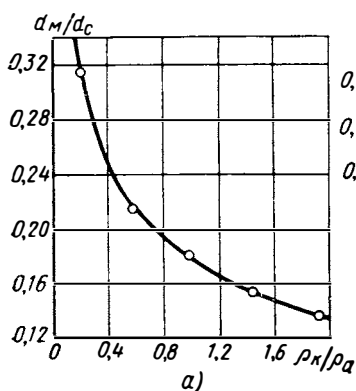


Рис. 96. Зависимость медианного относительного диаметра капель:

а — от отношения плотностей воздуха в барокамере и атмосферной при постоянном перепаде давлений на форсунке; б — от отношения вязкости газа и воздуха (при температуре 15°C); 1 — скорость истечения 52 м/с; 2 — скорость истечения 63 м/с

Средний диаметр капли изменяется с увеличением плотности газовой среды, так как изменяются условия распада струи.

Вязкость газовой среды. Экспериментально установлено, что с увеличением вязкости газовой среды несколько уменьшаются размеры капель [8]. В этих опытах жидкость распыливалась

в газové среды (этан и др.) разной вязкости и одинаковой плотности. На рис. 96, б приведены результаты опытов, в которых вязкость газа увеличивалась примерно в 3 раза, а размеры капель уменьшались незначительно. Пограничный слой со стороны газа на поверхности жидкой струи практически отсутствовал. Сила трения на границе раздела возрастала при увеличении вязкости газа и вместе с силой от давления жидкости приводила к отрыву

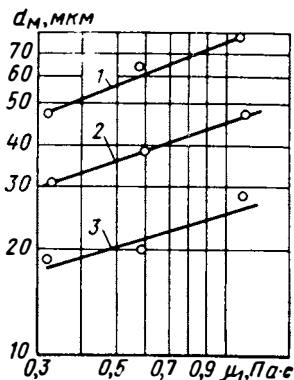


Рис. 97. Влияние вязкости жидкости на величину медианного диаметра капели при различных относительных скоростях:

1 — $V_0 = 106,6$ м/с; 2 — $V_0 = 152,3$ м/с; 3 — $V_0 = 228,5$ м/с

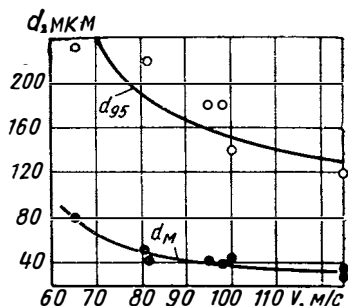


Рис. 98. Зависимость медианного и максимального диаметра капели расплавленного парафина от скорости воздушного потока в горловине диффузора диаметром 11,5 мм с сопловым отверстием диаметром 1 мм. Отношение объемных расходов парафина и воздуха (0,59—0,96) $\cdot 10^{-3}$

от поверхности струи гребней мелких волн, т. е. образовывались более мелкие капли, чем в случае с меньшей вязкостью газовой среды.

Однако по данным некоторых опытов [7] размер капли пропорционален коэффициенту вязкости газовой среды, возведенному в степень. Это расхождение, по-видимому, связано с наличием толстого газового пограничного слоя (струя вытекала из длинной трубки, продольно обтекаемой газовым потоком), который ослаблял влияние скорости на распад струи, что приводило к укрупнению капели.

Физические свойства жидкости. Основные физические константы жидкости (коэффициент поверхностного натяжения и вязкость) оказывают влияние на размеры капели.

На рис. 97 представлены результаты опытов, в которых определялось влияние вязкости жидкости на размеры капели. С увеличением вязкости жидкости, а следовательно, и толщины пограничного слоя в сопловом отверстии возрастает медианный диаметр капели, так как в соответствии с формулой (138) длина волны максимально неустойчивого возмущения или диаметр капли при достаточно больших значениях критерия Вебера пропорциональны толщине пограничного слоя.

Диаметр капли увеличивается, если растет величина коэффициента поверхностного натяжения. Проводились измерения размеров капель, образующихся при распыливании струи жидкости, обтекаемой сверхзвуковым поперечным газовым потоком [9, 10] и струи расплавленного парафина, обтекаемой дозвуковым потоком воздуха. На рис. 98 представлены зависимости медианного и максимального диаметров капли расплавленного парафина от скорости воздушного потока в горловине диффузора.

Применив безразмерные критерии и соотношения, используемые в теории распада струй и капель, можно правильно установить эмпирические зависимости среднего диаметра капли с безразмерными критериями. При умеренных скоростях движения струи относительно окружающей газобразной среды, когда длина волны возмущения велика или сравнима с радиусом струи, вязкость жидкости не оказывает существенного влияния на размер капель. В этом случае можно использовать теорию распада струи для идеальной жидкости. Между критерием Вебера $W_2 = \rho_2 v^2 D / \sigma$ и безразмерным волновым числом $\alpha_0 = \bar{\alpha}_0 D$, соответствующим максимальному значению инкремента, имеется следующее соотношение:

$$W_2 = 1,5\alpha_0. \quad (172)$$

Считая, что струя распадается на капли (сферические диаметром d), объем каждой из которых равен объему, полученному при вращении синусоиды волны около оси, проходящей через ее минимумы, получим

$$d = \sqrt[3]{\frac{9D^3}{4}} \lambda_0, \quad (173)$$

где λ_0 — длина волны наиболее быстро растущего возмущения.

Подставляя значение $\lambda_0 = 3\pi D / W_2$ из уравнения (172) в соотношение (173), получим окончательно

$$\frac{d}{D} = \sqrt[3]{\frac{27\pi}{4}} W_2^{-0,333}.$$

Сравнение показателей степени критериев W_2 и L_p , полученных различными авторами, показывает, что показатели степени меняются в зависимости от того, в каком диапазоне значений критерия W_2 проводились измерения. На рис. 99 представлены зависимости r_{32} от $\lg W_2$ для различных значений критерия L_p [11]. Оказывается, что в диапазоне $W_2 = 10 \div 100$ влияние критерия L_p невелико, а значение степени критерия W_2 равно примерно $-0,333$ (прямая на рис. 99 соответствует этому значению).

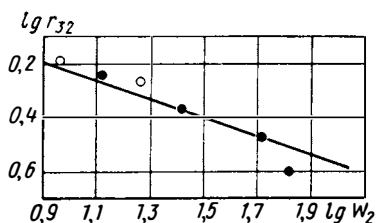


Рис. 99. Зависимость r_{32} от критерия W_2 :
● — $\lg L_p = 2,687$; ○ — $\lg L_p = 2,162$

Другие исследования также подтверждают, что значение степени $k \approx -0,333$. Так, например, для близкого к указанному диапазону изменения W_2 была получена формула [1]

$$d/D \approx W_2^{-0,266} L_p^{-0,0733}$$

При значениях критерия $W_2 \geq 500$ по опытам, в которых использовались струи, обтекаемые соосными (спутными и встречными) газовыми потоками, полученные результаты можно представить в виде следующей эмпирической формулы [7]:

$$d_m/D = 0,61W_2^{-0,58} (1 + 10^3 M) M^{-0,53} L_p^{-0,25} N^{0,0333} \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{0,0833} \quad (174)$$

Эта формула получена при значениях параметров и размеров, приведенных в табл. 3.

Таблица 3

Параметр	Грань	
	верхняя	нижняя
Скорость газового потока, м/с	59,8	335,5
Скорость жидкой струи, м/с	1,2	30,5
Относительная скорость, м/с	61,0	305,0
Диаметр сопла, см	0,119	0,476
Плотность газа, кг/м ³	0,735	4,16
Плотности жидкости, кг/м ³	806,0	828,0
Поверхностное натяжение, н/м	$18,2 \cdot 10^{-3}$	$22,0 \cdot 10^{-3}$
Вязкость жидкости, Н·с/м ²	$3,2 \cdot 10^{-3}$	$11,3 \cdot 10^{-3}$
Вязкость газа, Н·с/м ²	$18,2 \cdot 10^{-6}$	—

Оказалось, что диспергирование жидких струй в жидкости и в газообразной среде имеет общие закономерности [12]

$$d/D = 1,1 \cdot 10^3 W_2^{-0,63} M^{0,0013} L_p^{-0,327} N^{0,5}$$

С увеличением критерия W_2 длины волн уменьшаются и становятся малыми по сравнению с радиусом струи. В этом случае распад струи связан с отрывом капель с поверхности без предварительного нарушения целостности струи (абляционный распад). Диаметр струи здесь перестает влиять на распад и характерным размером является капиллярная длина $\delta_c = \sigma/\rho_2 V_2^2$.

При степени $k \rightarrow 1$ критерия W_2 очевидно, что распад струи протекает по схеме отрыва капель с поверхности. Представляет интерес сопоставить степени k критерия W_2 в эмпирических формулах, предложенных различными авторами, исследовавшими распыливание. Ниже приведены некоторые из этих формул:

$$d_m/D = 0,224W_2^{-0,45} [1 + 52,4L_p^{-0,15} M^{0,15} (G_2/G_1)^2], \quad (175)$$

где G_2/G_1 — отношение массовых расходов газа в жидкости [1, 13, 14];

$$d_m/D = W_2^{-0,45} (0,77 + B Lp^{-m}), \quad (176)$$

где $B = 1,24$; $m = 0,02$ при $Lp^{-1} < 0,5$;

$B = 0,94$; $m = 0,28$ при $Lp^{-1} > 0,5$;

$$d_m/D = 28,2\pi^{-0,27} \beta^{-0,27} (G_2/G_1)^{-0,27} Lp^{-0,27} M^{-0,27} W_2^{-0,27}, \quad (177)$$

где $\beta = 1$ для истечения в виде сплошной струи; $\beta = 10^{-3}$ для истечения в виде кольцевой пленки [15].

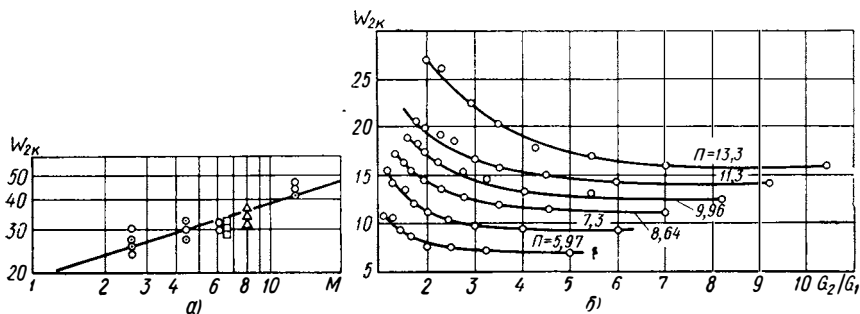


Рис. 100. Зависимость критерия W_{2k} при различных значениях критерия Π :

a — от критерия M ; b — от отношения G_2/G_1 ; \square — $\Pi = 1,01$; \circ — $\Pi = 1,43$; \triangle — $\Pi = 8,8$

На рис. 4, б показана схема пневматической форсунки авиационного газотурбинного двигателя [16, 17]. Характерным размером при распыливании этими форсунками является капиллярная длина δ_c , следовательно, обработку результатов измерений нужно проводить при помощи следующих критериев:

$$W_{2k} = d_{32} \rho_2 V_2^2 / \sigma = F(\Pi, M, N),$$

где $\Pi = V \mu_1 / \sigma$.

На рис. 100 представлены зависимости W_{2k} от M при $\Pi = \text{const}$ и $G_2/G_1 = 1,5 \div 6$ и W_{2k} от G_2/G_1 при $\Pi = \text{const}$, $M = \text{const}$, из которых следует, что так как средний диаметр капли d_{32} не определяется геометрическим размером форсунки, то распад кольцевой пленки происходит по схеме отрыва капель от поверхности (абляция). У пневматических форсунок других типов вследствие небольших значений показателя степени критерия W_2 , определяемых по формулам (175)—(177) и сильной зависимости среднего диаметра капли от диаметра сопла ($d_{32} \approx D^{0,45 \div 0,55}$), распад струй происходит не по этой схеме.

Рассмотрим результаты обработки в безразмерных критериях данных измерений размеров капель, образующихся при распаде струи, обтекаемой поперечным газовым потоком. Для этого исполь-

зуюм опытные данные с величиной критерия W_2 , вычисленной по параметрам потока за прямым скачком [9, 10]. На рис. 101 представлена зависимость r_{32}/a от критерия W_2 , полученная для значений критерия $Lp = (2 \div 35) 10^3$. Прямая имеет наклон $-0,5$. Экспериментальные точки с некоторым разбросом укладываются на эту прямую, которая отвечает уравнению

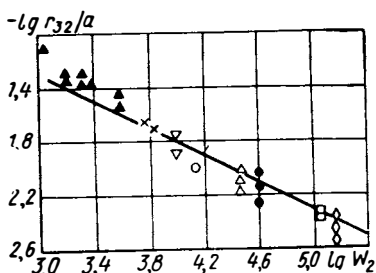


Рис. 101. Зависимость r_{32}/a от критерия W_2

$$\frac{r_{32}}{a} = CW_2^{-0,5},$$

где $C = 1,585$ — функция критериев Lp , M , N ; $M = (1,5 \div 4,5) 10^{-3}$, $N = (0,9 \div 1,8) 10^{-2}$ *.

Оценить медианный диаметр капель при дроблении струи сверхзвуковым газовым потоком можно с помощью формулы [10]

$$d_m/D = 45Ma^{0,25}W_2^{-0,525}Lp^{-0,125}M^{0,25}N^{0,25} \left[1 + \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^2 \right]^{0,375},$$

где Ma — число Маха; V_1 и V_2 — скорости соответственно жидкости и газа.

Как видим, критерий W_2 имеет степень $k \approx -0,5$.

Форсунки со щелевыми соплами. Приведем формулу для оценки медианного диаметра капли распада пленки, вытекающей из щелевого сопла, с образованной перфорацией:

$$d_m/K^{0,5} = W_1^{-0,333}F_1^{0,333}F_2,$$

где $W_1 = \rho_1 V^2 D / \sigma$; $D = = K \sqrt{K} / f_c$ — приведенный диаметр сопла; K — эмпирический параметр, зависящий от отношения ширины щелевого сопла к ее толщине d_0/h_0 ; F_1 и F_2 — функции критерия Рейнольдса $Re = W_1^{-0,5} Lp^{0,5}$ (рис. 102).

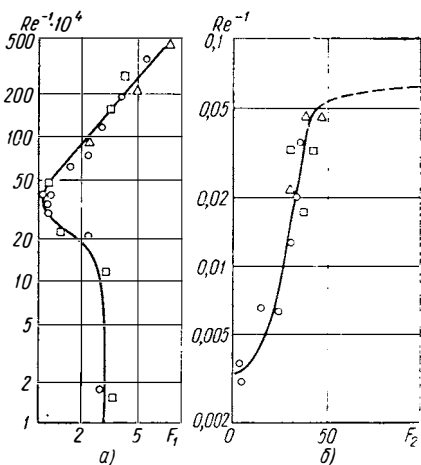


Рис. 102. Вспомогательная функция для расчета медианного диаметра капли: а — F_1 (Re^{-1}); б — F_2 (Re^{-1})

* Для пневматических форсунок, в которых жидкую струю сбтскает газовый поток под различными углами, получена следующая формула для максимального диаметра капли [6]:

$$\frac{d_{max}}{D} = 2,2W_2^{-0,5}.$$

При распаде пленки из краев, где имеются жгуты или нити, образуются более крупные капли, чем из самой пленки. Оценить величину медианного диаметра капли такого распада можно с помощью двух формул:

$$d_m/K^{0,5} = 1,4 \left(\frac{f}{K} \right)^{0,453} \left(\lg \frac{500}{W_1^{0,5} L_p^{0,5}} \right)^{0,458} L_p^{0,833}$$

и [18]

$$d_m/K^{0,5} = 2,41 \cdot 10^2 W_1^{-0,111},$$

где $W_1 = \rho_1 V^2 \sqrt{K}/\sigma$.

Форсунки с соударяющимися струями. Экспериментальные исследования этих форсунок позволили установить влияние параметров и режимов их работы на мелкость распыливания [19—22]. Влияние скорости истечения струи и угла между соударяющимися струями представлено на рис. 103, *a*. Средний диаметр капли уменьшается с увеличением скорости истечения, причем чем меньше угол между струями, тем на более крупные капли распадается пленка. С увеличением диаметра струи возрастает средний диаметр капель (рис. 103, *b*). Эмпирическая формула для определения медианного диаметра капли в безразмерной форме может быть записана в следующем виде [22]:

$$d_m/D = 1,22 W_1^{-0,25} \sin^{-0,5} \alpha_1,$$

где D — диаметр струй; $W_1 = \rho_1 V^2 D/\sigma$; α_1 — угол между соударяющимися струями.

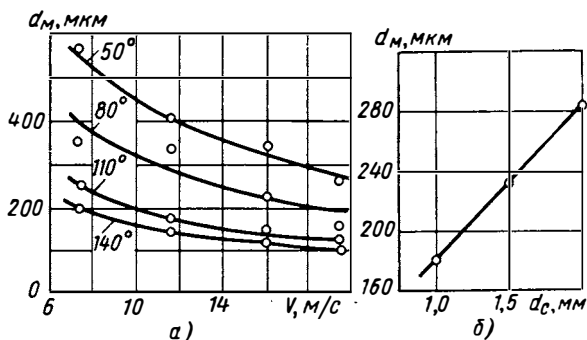


Рис. 103. Зависимость медианного диаметра капель:

a — от диаметра струи; *b* — от скорости истечения расплавленного парафина из центробежной форсунки ($A = 0,758$) при различных углах между соударяющимися струями

Центробежные форсунки. Рассмотрим влияние на мелкость распыливания основных факторов, определяемых устройством центробежной форсунки и условиями ее работы. Очевидно, что характер воздействия этих факторов будет иным, чем в случае со струйной форсункой. Это отличие связано, например, с тем, что

толщина пленки, создаваемой центробежной форсункой, убывает по мере удаления от соплового отверстия, что пленка представляет собой полый конус и др.

Скорость истечения жидкости. Как и в случае струйной форсунки, с увеличением скорости истечения жидкости размеры капель уменьшаются. На рис. 103, б представлена зависимость медианного диаметра от скорости истечения. В первой части, соответствующей малым скоростям истечения, медианный диаметр по мере увеличения скорости быстро уменьшается; во второй части медианный диаметр уменьшается значительно слабее с ростом скорости истечения.

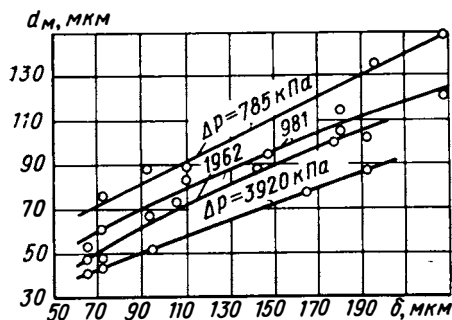


Рис. 104. Влияние толщины пленки δ на выходе из соплового отверстия центробежных форсунок на величину d_m расплавленного парафина при различных ΔP

Такое резкое изменение размеров капель можно объяснить тем, что при малых скоростях истечения поток в сопловом отверстии закручивается недостаточно для поддержания полой пленки до момента ее распада. Под действием поверхностного натяжения жидкости полая пленка переходит в сплошную струю, которая распадается на крупные капли.

С увеличением скорости сплошная струя уже не образуется и пленка разрывается на более мелкие капли.

Толщина пленки. На рис. 104 представлены результаты экспериментов над серией центробежных форсунок одинаковой конструкции с различными размерами распыливающего аппарата, при этом варьировалась толщина пленки на выходе из соплового отверстия. Как видим, при заданном перепаде давлений на форсунке с увеличением толщины пленки возрастает медианный диаметр капель. Однако по мере увеличения перепада давлений (критерия Вебера) наклон прямых уменьшается, т. е. при достаточно больших скоростях истечения наклонные прямые становятся горизонтальными.

В этом случае длины волн максимально неустойчивых возмущений (а следовательно, и размеры капель) станут значительно меньше толщины пленки δ и не будут от нее зависеть. При больших значениях критерия Вебера размеры капель будут определяться лишь толщиной пограничного слоя жидкости. Таким образом, характер зависимости медианного диаметра капли от толщины пленки определяется величиной скорости истечения (критерия Вебера).

Плотность газовой среды. Влияние плотности газовой среды ρ_2 , в которой происходит распыливание жидкости, для центро-

бежной форсунки изучено меньше, чем для струйной. Имеющиеся экспериментальные данные по этому вопросу часто противоречивы. В одних работах установлено, что при понижении плотности ρ_2 размеры капель уменьшаются [23]; в других показано, что с увеличением ρ_2 диаметры капель сначала уменьшаются, а при дальнейшем увеличении ρ_2 возрастают [24], и, наконец, в одной из работ доказывается, что с ростом плотности ρ_2 размеры капель уменьшаются. Эти противоречивые данные можно объяснить тем, что длина нераспавшейся части пленки L_c существенно зависит от плотности газовой среды ρ_2 (с увеличением плотности ρ_2 длина L_c уменьшается), т. е. с увеличением плотности газовой среды место разрушения пленки смещается ближе к соплу форсунки, и толщина пленки в этом месте увеличивается. Этот вывод подтверждается многочисленными опытами, проведенными со струями, вытекающими из цилиндрических сопловых отверстий.

При каком-то значении плотности ρ_2 место распада пленки приблизится вплотную к сопловому отверстию, и толщина пленки будет сохраняться постоянной. Для случая больших значений критерия Вебера будет справедлива формула (137), согласно которой длина волны максимально неустойчивого возмущения обратно пропорциональна плотности ρ_2 , следовательно, размеры капель будут уменьшаться с ее ростом. При снижении плотности ρ_2 место разрушения пленки смещается дальше от соплового отверстия, где пленка тоньше, т. е. размеры капель меньше.

Таким образом, при распыливании жидкости центробежной форсункой в среде переменной плотности возможен режим распада, при котором с ростом плотности ρ_2 размеры капель как уменьшаются, так и увеличиваются.

Физические свойства жидкости. Влияние вязкости жидкости на размеры капель при распыливании центробежной форсункой показано на рис. 97. Как и для струи, вытекающей из струйной форсунки, с увеличением вязкости (коэффициента поверхностного натяжения) возрастает медианный диаметр капель. Но влияние вязкости в этом случае несколько слабее, чем при распыливании струйной форсункой.

Перейдем теперь к обработке результатов исследования характеристик распыливания жидкостей центробежными форсунками с помощью безразмерных критериев. Толщина пленки δ , входящая в критерий W_2 и L_p , сама зависит от скорости истечения, плотности газовой среды, констант жидкости, т. е. от критериев W_2 , L_p , M , N . Следовательно, критериальные формулы для центробежной форсунки имеют вид

$$\frac{d}{\delta} = CW_2^a,$$

где $\delta = F(W_{20}, L_{p0}, M, N)$.

Критерии W_{20} , L_{p0} вычисляются по толщине пленки δ_0 на выходе из соплового отверстия форсунки. Можно найти критериаль-

ную формулу для случая истечения жидкости в воздух атмосферной или повышенной плотности и вычислить критерии W_2 , Lp по толщине пленки на выходе из соплового отверстия:

$$\frac{d}{\delta_0} = C (W_2 M^{-1})^a Lp^b,$$

где

$$W_2 = \frac{\rho_2 \delta_0 V^2}{\sigma}; \quad Lp = \frac{\rho_1 \delta_0 \sigma}{\mu_1^2}.$$

При этом предполагается, что влияние критерия N незначительно, что также видно из опытов со струйными форсунками. Результаты исследований распыливания жидкостей центробежными форсунками приводят в виде эмпирических размерных и критериальных формул, табличных и графических данных. Следует иметь в виду, что каждая эмпирическая формула получена для определенного диапазона изменения переменных и не может быть распространена за его пределы.

Для получения эмпирических зависимостей были выбраны результаты измерений средних размеров капель, которые при необходимости пересчитывались в медианный диаметр d_m . Размеры капель измеряли или улавливанием их на слои сажи и масла, или просеиванием на ситах затвердевших капель парафина. Исключение составляют лишь некоторые опытные данные, полученные с помощью оптико-седиментационного метода. Толщина пленки при выходе из сопла вычислялась по приближенной формуле

$$\delta_0/r_c = \frac{1 - \sqrt{1 - \mu \cos \alpha_n}}{\cos \alpha}, \quad (178)$$

где r_c — радиус сопла.

Эта формула получена для конической пленки с углом $2\alpha_n$ при вершине приравниванием расходов жидкости, выраженных, с одной стороны, через площадь проходного сечения, равную боковой поверхности усеченного конуса, а с другой — через коэффициент расхода μ . Формулу (178) особенно удобно применять в тех случаях, когда величины μ и $2\alpha_n$ можно взять из опыта.

На рис. 105 в логарифмических координатах построены эмпирические зависимости, полученные по опытным данным для двух жидкостей керосина (расплавленного парафина) и воды (водных растворов глицерина). Как видим, прямые имеют одинаковый наклон, однако для керосина проходят ниже, чем для воды. Объяснить это можно различием критериев N и показателей степеней a у критериев M , а также различной методикой измерений размеров капель.

Штриховые прямые на рис. 105 отличаются от других, по-видимому, тем, что примененный при их получении оптико-седиментационный способ измерений размеров капель пригоден для капель с диаметрами не более 40 мкм, а кроме того, опыты прово-

дильсь при очень низких перепадах давления (14—170 кПа), когда характер зависимости диаметра капли от скорости истечения жидкости несколько отличается от ее характера при более высоких скоростях истечения.

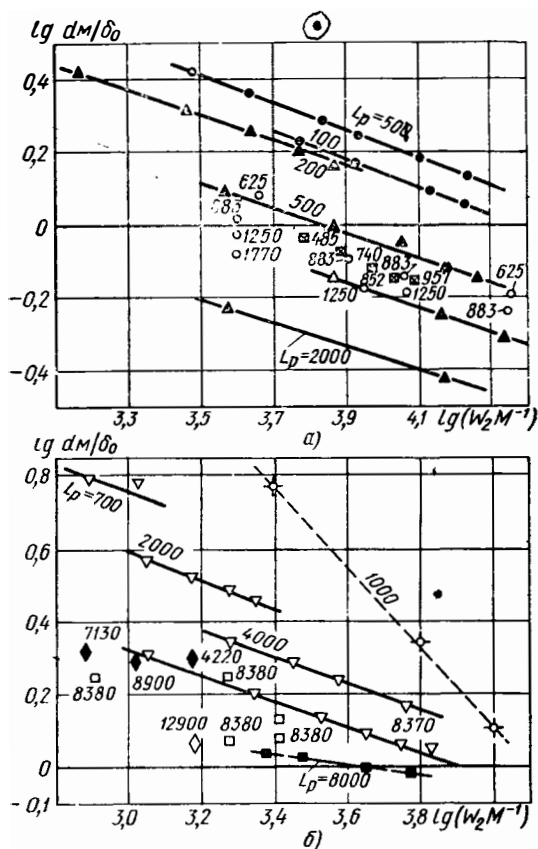


Рис. 105. Зависимость d_M/d_0 от критерия $W_2 M^{-1}$ при различных значениях критерия L_p : а — для керосина (расплавленного парафина); б — для воды и водных растворов глицерина

В результате обработки экспериментальных зависимостей получена следующая критериальная формула:
для воды и водных растворов глицерина

$$\frac{d_M}{\delta_0} = 1415 L_p^{-0,463} (W_2 M^{-1})^{-0,35}; \quad (179)$$

для керосина и расплавленного парафина

$$\frac{d_M}{\delta_0} = 269 L_p^{-0,423} (W_2 M^{-1})^{-0,35}. \quad (180)$$

Применение этих формул ограничено диапазоном критерия $W_2 M^{-1}$, причем для формулы (179) $M = 1,2 \cdot 10^{-3}$ и $N = 1,8 \cdot 10^{-2}$, а для формулы (180) $M = 1,5 \cdot 10^{-3}$ и $N = 10^{-2}$. По этим эмпирическим формулам можно производить оценку медианных диаметров капель керосина и воды в воздухе, если заданы размеры центробежной форсунки и режим ее работы.

В формулах (179) и (180) обращает внимание большая величина показателя степени критерия L_p по сравнению с показателем в случае струйных форсунок [см. формулу (174)]. Большая величина показателя степени, по-видимому, связана с вращением жидкости в сопловом отверстии форсунки.

Форсунки с вращающимися распылителями. Для обработки результатов измерений размеров капель при распыливании жидкостей вращающимися дисками и барабанами используем критерии, рассмотренные в § 5 гл. 5.

На первом режиме распыливания, который характеризуется однородностью размеров основных капель, отношение диаметров

$$\frac{d}{D_d} = c \sqrt{2} \Pi_2^{-0,5}, \quad (181)$$

где $\Pi_2 = \frac{\rho_1 Q^2}{\sigma D_d^3}$; D_d — диаметр диска (барабана); c — константа,

зависящая от вязкости жидкости, $c \approx 4$ (согласно опытам [26], которые проводились в атмосферном воздухе). Эту формулу можно получить, если приравнять центробежную силу $\frac{\pi d^3}{\sigma} \rho_1 \omega^2$, действующую на каплю, силе поверхностного натяжения σd . Для оценки размеров капель маловязких жидкостей на втором режиме распыливания (см. рис. 72) предложена критериальная формула [27]

$$\frac{d}{D_d} = K \Pi_1^{0,143} \Pi_2^{-0,428}. \quad (182)$$

Эмпирический коэффициент K получен после обработки результатов опытов [28], в которых измерялись размеры капель расплавленного парафина, распыливаемого вращающимся диском и барабаном (рис. 106). Как видим, степень критерия $\Pi_2 \approx -3/7$, а $K = 0,24$. Для оценки размеров капель на третьем режиме распыливания при вращении диска с лопатками получена формула [29]

$$\frac{d_M}{D_d} = 0,2 (\Pi_1 \Pi_3)^{0,1} \Pi_2^{-0,3}.$$

Результаты обработки данных исследования распыливания различных жидкостей (воды, органической жидкости, растворов

органических жидкостей и солей) в широком диапазоне применения параметров можно представить в виде [30]

$$\frac{d}{\delta} = cW_1^{-0,5}Lp^{-0,01},$$

где δ — толщина пленки на периферии диска; W_1 — вычислен по абсолютной скорости жидкости при срыве с диска; $c = 81,5$, если d — средний поверхностный диаметр, и $c = 8,5$, если d — средний массовый диаметр.

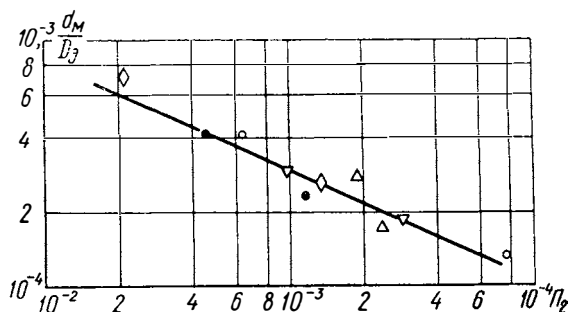


Рис. 106. Зависимость, характеризующая размеры капель во втором режиме распыливания (получена с помощью вращающихся дисков):

Значения $\Pi_1 \cdot 10^5$: ● — $\Pi_1 = 0,71 \cdot 10^5$; ○ — $\Pi_1 = 12,3 \cdot 10^5$; △ — $\Pi_1 = 22 \cdot 10^5$; ▽ — $\Pi_1 = 92,0 \cdot 10^5$; ◇ — $\Pi_1 = 194,0 \cdot 10^5$

Для оценки размеров капель при истечении жидкости из отверстия в стенке вращающегося барабана получена следующая формула [31]:

$$\frac{d}{\delta_0} = 2,3\Pi_2^{-0,37}, \quad (183)$$

где $\Pi_2^* = \frac{\Delta\rho\omega^2 r_6 \delta^2}{\sigma}$; $\Delta\rho$ — разность плотностей фаз; r_6 — наружный радиус барабана (перфорированного цилиндра); δ_0 — диаметр отверстия.

Акустические форсунки. Размеры капель, получаемые этими форсунками, приведены в некоторых работах [32].

Охарактеризовать качество распыливания, получаемое акустическими форсунками, можно с помощью диаграммы зависимости медианного диаметра капли d_m от отношения массовых расходов воздуха и жидкости G_2/G_1 (рис. 107). Очевидно, что эта диаграмма не может дать корреляцию между размером капли и физическими характеристиками процесса распыливания, она показывает лишь, как в зависимости от конструктивной схемы форсунки меняется мелкость распыливания. Как видим, большая часть точек укладывается в полосу, разброс по медианному диаметру капель в которой составляет 200—250% (несколько точек находятся за

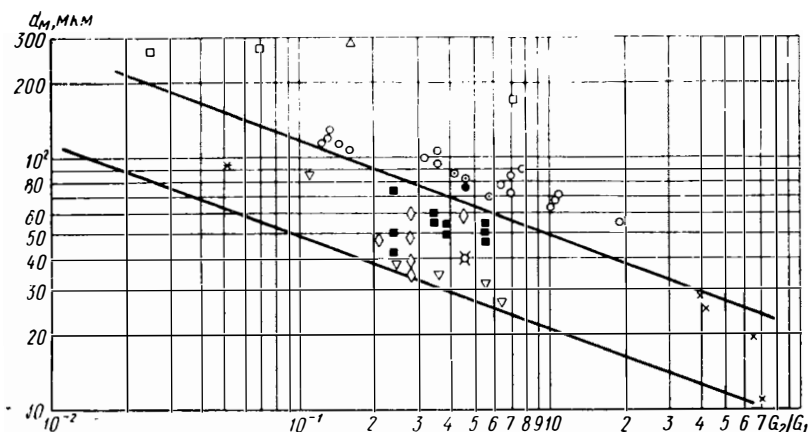


Рис. 107. Диаграмма, Γ показывающая зависимость медианного диаметра капли от отношения массовых расходов G_2/G_1 для акустических форсунок различных конструкций: \square — со стержнем (см. рис. 8, а), вода; \triangle — со стержнем (см. рис. 8, в), вода; $*$ — с клином; вода; \times — со стержнем (см. рис. 9), расплавленный парафин; \diamond — со стержнем, вода; \blacksquare — с радиальной подачей воздуха; вода; ∇ — двухсторонняя (см. рис. 10, а), вода; \circ — со стержнем, расплавленный парафин; \bullet — со стержнем, расплавленный парафин, частота $f = 5,7$ кГц; χ — со стержнем, расплавленный парафин, частота $f = 13,7$ кГц

пределами очерченной области). Это связано, по-видимому, с тем, что жидкость подводилась на большом расстоянии от резонатора.

На рис. 108 приведена зависимость d_m от расхода расплавленного парафина, полученная при исследовании акустической форсунки (см. рис. 10). Частота звука составляла 7 кГц [28], а расход воздуха на критическом режиме (подсчитанный по данным чертежа) $G_1 = 8,5$ г/с. Для получения размера капли $d_m = 25 \div 30$ мкм при расходе расплавленного парафина $G_1 = 2,5$ г/с, отношение $G_2/G_1 = 3,4$. Типичные частотные кривые f распределения капель по размерам d_m показаны на рис. 109. Особенностью этих кривых является наличие двух максимумов, что, по-видимому, связано с механизмом дробления жидкой пленки пульсирующими скачками уплотнения.

Влияние частоты колебания, давления воздуха перед форсункой и вязкости жидкости на мелкость распыливания исследовалось на акустической форсунке с генератором Гартмана без стержня [33].

По рис. 110, а можно определить, как влияет частота акустических колебаний и давление воздуха перед соплом p_2 на величину заутеровского среднего диаметра капли d_{32} . Увеличение частоты колебаний приводит к улучшению качества распыливания (уменьшению d_{32}). При заданной частоте колебаний величина d_{32} уменьшается с ростом давления воздуха.

Влияние вязкости жидкости на величину d_{32} показано на рис. 110, б. При постоянном значении плотности воздуха увели-

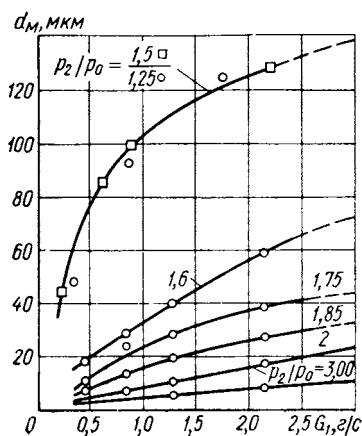


Рис. 108. Зависимость медианного диаметра капли от расхода парафина при различных отношениях давлений

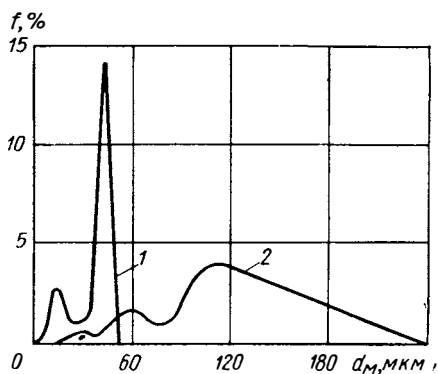


Рис. 109. Частотные кривые распределения капель по диаметрам при распыливании акустической форсункой (см. рис. 9) с расходом расплавленного парафина 2,15 г/с: 1 — отношение давлений воздуха 1,85; средний массовый диаметр капли 26 мкм; 2 — отношение давлений воздуха 1,5; средний массовый диаметр капли 129 мкм

чение вязкости жидкости приводит к укрупнению капель. Однако это укрупнение не столь значительно, как при распыливании жидкостей обычными форсунками. Действительно, повышение вязкости в 500 раз (верхняя и нижняя кривые) приводит к увеличению величины d_{32} лишь на 20—30%. Влияние интенсивности звукового поля рассматривалось в работах [33, 34].

Генераторы монодисперсного аэрозоля. Для ряда технологических процессов (опрыскивание растений пестицидами, порошковая металлургия и др.) применяют распылители, дробящие жидкость на капли одинакового регулируемого размера. К ним отно-

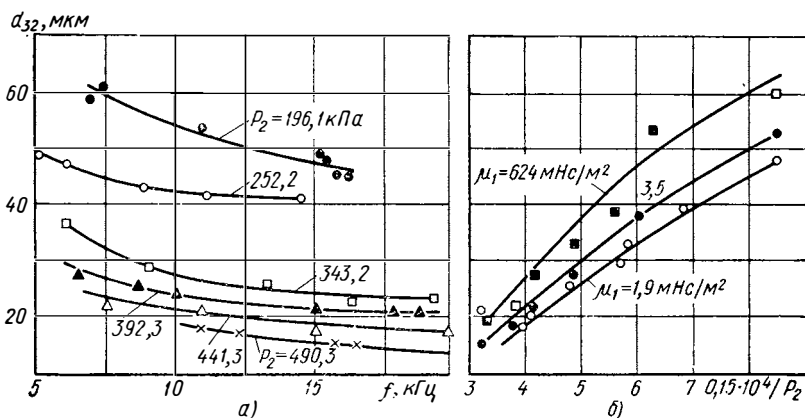


Рис. 110. Зависимость среднего диаметра капель d_{32} от:

а — частоты акустических колебаний при изменении давления воздуха p_2 перед соплом; б — от давления воздуха перед соплом при различных значениях μ_1

сятся вращающиеся дисковые и барабанные распылители, вибрационные, струйные и электростатические аппараты, устройства типа капельниц. Однако эти распылители образуют монодисперсный аэрозоль лишь при очень малых расходах жидкости.

Вращающиеся диски и барабаны. При малых расходах жидкости размер капель может быть оценен при помощи формул (181) и (182) для первого и второго режима распыливания. Возможно также создание вращающихся распылителей для получения монодисперсного аэрозоля при значительных расходах жидкости, работающих на втором режиме распыливания с отсосом мелких капель-спутников. Медианный диаметр основных капель таких распылителей можно оценить по формуле (182), а медианный диаметр капель-спутников [35]

$$d_m/8 = 1,1\Pi_2^{-0,5}.$$

Весовое количество капель-спутников можно определить по эмпирической формуле

$$E_k = 106\Pi_1^{0,32}\Pi_2^{0,24}\Pi_3^{0,06}.$$

Вибрационные распылители. Капли одного размера получаются при наложении колебаний, создаваемых с помощью электрического вибратора, на вертикальную струю жидкости, вытекающую из сопла. Оценить их размеры можно по следующей эмпирической формуле [36], [37]:

$$\frac{d}{D} = c \text{Sh}^k, \quad (184)$$

где $c = 1,145$ и $k = 0,333$ или $c = 1,12$ и $k = 0,328$; $\text{Sh} = V/(f_k D_c)$ — критерий Струхаля; V — скорость истечения струи диаметра D_c ; f_k — частота накладываемых колебаний, Гц.

Опыты проводились с жидкостями небольшой вязкости (вода, спирт). В случае использования сопел с несколькими отверстиями (шесть-восемь) диаметром от 56 до 324 мм с расстоянием между центрами от 0,6 до 1,2 мм зависимость диаметра капли от критерия Sh , определяемая по формуле (184), полностью сохраняется [38].

§ 22. ДРОБЛЕНИЕ КАПЛИ В ГАЗОВОМ ПОТОКЕ

Капли жидкости, образовавшиеся в результате распада струи (пленки), можно разбить еще на более мелкие капли, если будут соблюдены соответствующие условия. Некоторое распределение давлений на поверхности капли, обтекаемой потоком газа, приводит к ее деформации. Разрушение капли произойдет тогда, когда внешние силы (в данном случае аэродинамические), действующие на каплю, преодолеют силы поверхностного натяжения.

Дробление одиночных капель в газовом потоке изучалось в целом ряде экспериментальных работ. Так, в опытах первых исследова-

дователей определялось критическое значение критерия Вебера $W_{к2} = \rho_2 a V^2 / \sigma$, при котором происходит разрушение капли газовым потоком (a — диаметр капли), а также влияние на эту величину различных факторов [39, 40].

Наиболее четкие количественные результаты были получены при исследовании одиночных капель различных жидкостей (ртути, воды, спирта) определенного радиуса (порядка 1 мкм), которые сбрасывали в свободную воздушную струю. Фотографировались траектории движения капель и фиксировался момент ее разрыва. При малой скорости воздуха капли не дробились и увлекались потоком, но с увеличением скорости воздуха они теряли устойчивость и разрушались.

Определенным величинам, входящим в выражение критерия $W_{к2}$, соответствуют условия, при которых происходит дробление капли. Величина $W_{к2} = 10,7$ на нижней границе интервала устойчивости, когда капля развивается, тогда как $W_{к2} = 14$ на верхней границе, когда капля дробится на более мелкие. Опыты с вязкими жидкостями (глицерином, маслом и др.) показали, что значение критерия $W_{к2}$ зависит от вязкости жидкости. При уменьшении диаметра капли (до 300 мкм) величина критерия $W_{к2}$ возрастает.

В других опытах было также установлено, что в плавно ускоряющихся газовых потоках или при свободном падении разрушение капель происходит при $W_{к2} \approx 10$ [40—43].

Необходимо различать механизмы дробления капель при условиях близких к критическому ($W_2 \rightarrow W_{к2}$) и далеких от критического ($W_{к2} \rightarrow \infty$). В первом случае наблюдаются две разновидности (моды) дробления капель: 1) так называемая вибрационная мода; 2) разрушение капли с образованием тонкой пленки, выдуваемой в направлении потока газа. Опытами также было установлено, что механизм разрушения капли зависит и от того, является ли газовый поток стационарным (плавно ускоряющийся поток при свободном падении капли или поток за ударной волной при продолжительности воздействия, превышающей критическую) или нестационарным (поток за ударной волной при малой продолжительности воздействия меньше критической).

Следует отметить, что использование ударных волн для изучения дробления капель как наиболее простой метод широко используют в последнее время.

Рассмотрим в первую очередь процесс разрушения капли, образуемой стационарным газовым потоком. Вибрационная мода (раздвоение или разрушение на несколько одинаковых капель) наблюдалась при длительном воздействии на каплю потока с плавным ускорением или газовой струи [41, 44].

Вторая разновидность наблюдалась как в ускоряющемся потоке и при свободном падении [42, 43, 45], так и в потоке за ударными волнами [46—52].

Рассмотрим этапы разрушения капли в стационарном воздушном потоке (за слабыми ударными волнами) при последовательном возрастании его скорости [50—52]. В качестве характеристических величин, кроме критерия W_2 , введем:

безразмерную величину времени дробления $\tau = t/t_0$,
 где $t_0 = dV^{-1} \sqrt{\rho_1/\rho_2}$;

степень деформации капли

$\delta_d = d_m d_0^{-1}$; d_m — наибольший поперечный размер капли;
 $d_0 = 2a$ — диаметр капли.

Первый этап — разрушение с выдуванием тонкой пленки (рис. 111, а). С момента начала действия потока капля деформируется в дискообразное тело, затем центральная часть продавливается и капля принимает вид тора с выпуклой в направлении движения потока пленкой. На поверхности возникают волны (темные и светлые концентрические окружности). С нарастанием волн происходит прорыв пленки и образуется большое число мельчайших капель, затем торовая поверхность увеличивается в диаметре и распадается в цепочку капель. Разрушение по этому механизму происходит в интервале критерия Вебера $10 \leq W_2 \leq 30$.

Второй этап — хаотическое разрушение капли на куски и нити (рис. 111, б) при увеличении скорости обтекающего потока ($W_2 > 15$).

Третий этап — разрушение со сдиранием пленки (рис. 111, в).

Дальнейшее увеличение критерия W_2 сопряжено с появлением некоторого времени индукции, в течение которого капля деформируется, но не разрушается. На периферии капли образуются острые кромки, что, по-видимому, является следствием развития пограничного слоя в жидкости под действием сил вязкости газового потока. Перед моментом достижения наибольшей деформации происходит срыв жидкой пленки с капли. После этого оставшаяся неразрушенной значительная часть капли распадается на крупные.

Четвертый этап — разрушение с образованием микрокапель (рис. 111, г). При дальнейшем увеличении интенсивности воздействия газового потока с поверхности начинают срываться микрокапли.

По временным характеристикам процесса разрушения капель был выведен ряд эмпирических формул. Так, для безразмерного времени индукции процесса дробления, т. е. времени, в течение которого капля деформируется, но не разрушается, получены формулы [45]:

$$\frac{t_i V}{d} = \frac{0,5}{\sqrt{M}};$$

[50—52]

$$\frac{t_i V}{d} = \frac{2,6}{\sqrt{M}} \frac{1}{\lg W_2}.$$

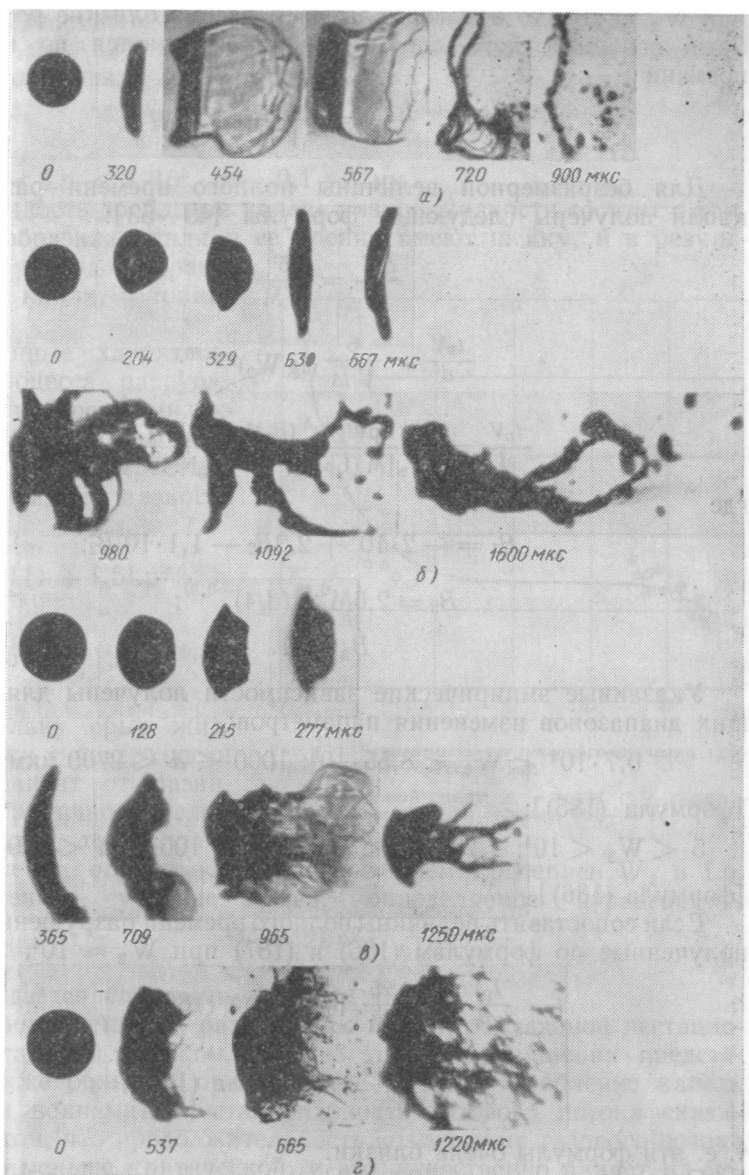


Рис. 111. Последовательные стадии разрушения водяной капли:

a — выдувание тонкой пленки ($d_0 = 0,5$ мм; $W_2 = 24$; $Re_2 = 3000$; $M = 1,08$); *б* — хаотическое разрушение ($d_0 = 0,9$ мм; $W_2 = 70$; $Re_2 = 8000$; $M = 1,12$); *в* — сдирание пленки ($d_0 = 1,1$ мм; $W_2 = 116$; $Re_2 = 6100$; $M = 1,1$); *г* — образование микрокапель ($d_0 = 1$ мм; $W_2 = 172$; $Re_2 = 13\ 800$; $M = 1,16$)

Если учесть, что в опытах [50—52] измерения проводились при $W_2 \approx 10^4$, то обе формулы дают весьма близкие результаты. Срыв поверхностного слоя с капли начинается по истечении времени

$$\frac{t_{cp}V}{d} = \frac{1,8 \div 2}{\sqrt{M}}.$$

Для безразмерной величины полного времени разрушения капли получены следующие формулы [49—53]:

$$\frac{t_p V}{d} = \frac{5}{\sqrt{M}}; \quad (185)$$

$$\frac{t_p V}{d} = \frac{6}{\sqrt{M}} (\lg W_2)^{-0,25}; \quad (186)$$

$$\frac{t_p V}{d} = \frac{(Lp W_2)^{0,5} (B_1 M + B_2 W_2)}{W_2 [M (Lp W_2)^{0,5} - B_3 N M^{0,5}]}, \quad (187)$$

где

$$B_1 = -2 \cdot 10^3 + 2,2 B_2 - 1,1 \cdot 10^5 B_2^2;$$

$$B_2 = 2,6 M^{0,48} (d/4)^{-0,37};$$

$$B_3 \approx 1.$$

Указанные эмпирические зависимости получены для следующих диапазонов изменения параметров:

$$0,7 \cdot 10^3 \leq W_2 \leq 8,55 \cdot 10^3; 1000 < d < 2700 \text{ мкм}$$

[формула (185)];

$$5 < W_2 < 10^4; 1,25 \cdot 10^4 < Lp < 10^{12}; 100 < d < 2700 \text{ мкм}$$

[формула (186)].

Если сопоставить величины полного времени разрушения капли, полученные по формулам (186) и (187) при $W_2 \approx 10^4$, получим:

$$\frac{t_p V}{d} = \frac{4,25}{\sqrt{M}} \text{ [формула (186)];}$$

$$\frac{t_p V}{d} = \frac{3,65}{M^{0,522}} \text{ [формула (187)];}$$

т. е. эти формулы очень близки.

По опытным данным [50—52] получена эмпирическая формула для степени деформации капли

$$\delta_d = 1 + 1,3 (1 - W_2 W_{к2}^{-1}) \tau,$$

где $10 < W_2 < 2 \cdot 10^4$; $2,5 \cdot 10^4 < Lp < 2 \cdot 10^{12}$; $100 < d < < 2700 \text{ мкм}$ (вода, керосин, спирт, гептан); $0 < \tau \leq 1,5$.

Влияние вязкости жидкости на величину $W_{к2}$ изучалось рядом исследователей. На рис. 112 представлена зависимость $W_{к2}$ от Lp [47, 50—52], которую можно выразить следующей эмпирической формулой:

$$W_{к2} = 10 (1 + 1,93Lp^{-0,37}),$$

где $0,08 \leq Lp < 2 \cdot 10^5$, $d = 0,1 \div 2$ мм.

Особенность дробления капель вязкой жидкости состоит в том, что торообразная капля и ее пленка имеют шейку, и в результате ее распада образуются не капли, а тонкие нити.

Временные характеристики процесса разрушения капли (время индукции и полное время разрушения) возрастают с увеличением вязкости [50—52]:

$$\frac{t_i V}{d} = 1,4 (1 + 1,5Lp^{-0,37});$$

$$\frac{t_p V}{d} = 4,5 (1 + 1,2Lp^{-0,37}).$$

Поскольку срыв жидкой пленки с поверхности капли зависит от развития пограничного слоя в жидкости, то условие срыва пленки определяется соотношением критериев W_2 и Lp . Действительно, условие срыва, определяемое неравенством

$$W_2 \geq 2Lp^{0,333},$$

подтверждается опытными данными [50—52].

Обратимся теперь к разрушению капли, обдуваемой нестационарным газовым потоком. Анализ такого разрушения представляет также большой практический интерес (дробление капель ударными волнами). Нестационарность газового потока сказывается в том, что продолжительность воздействия газового потока на каплю меньше критической, и это существенно влияет на механизм разрушения капли.

Рассмотрим этапы разрушения капель с различной длительностью воздействия газового потока [50—52]. В отличие от рассмотренного случая со стационарным газовым потоком вибрационное разрушение капли происходит сразу же при воздействиях достаточно большой длительности. При малых длительностях воз-

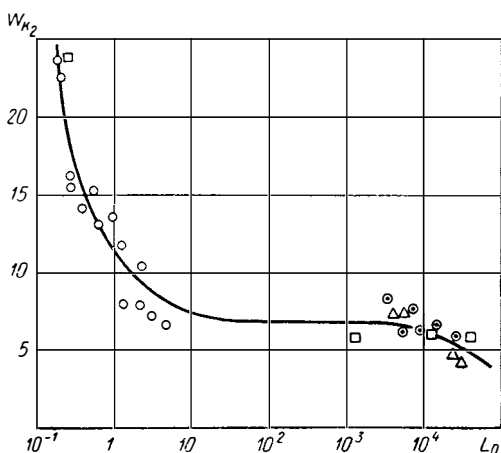


Рис. 112. Зависимость критического значения критерия $W_{к2}$ от критерия Lp :

○ — метиловый спирт; △ — вода; ○ — силиконовое масло; □ — по опытам [51—52]

действия с $\Delta t = 500$ мкс (рис. 113, *a*) капля деформируется до поперечного размера $\delta_d = 1,5$. Вследствие уменьшения скорости газа зоны с наибольшей кривизной выравниваются. Через 1100 мкс после прохождения ударной волны капля приобретает форму диска и вскоре восстанавливается ее первоначальная сферическая форма.

Капля остается целой и через промежуток времени, равный периоду ее собственных колебаний, который в данном опыте

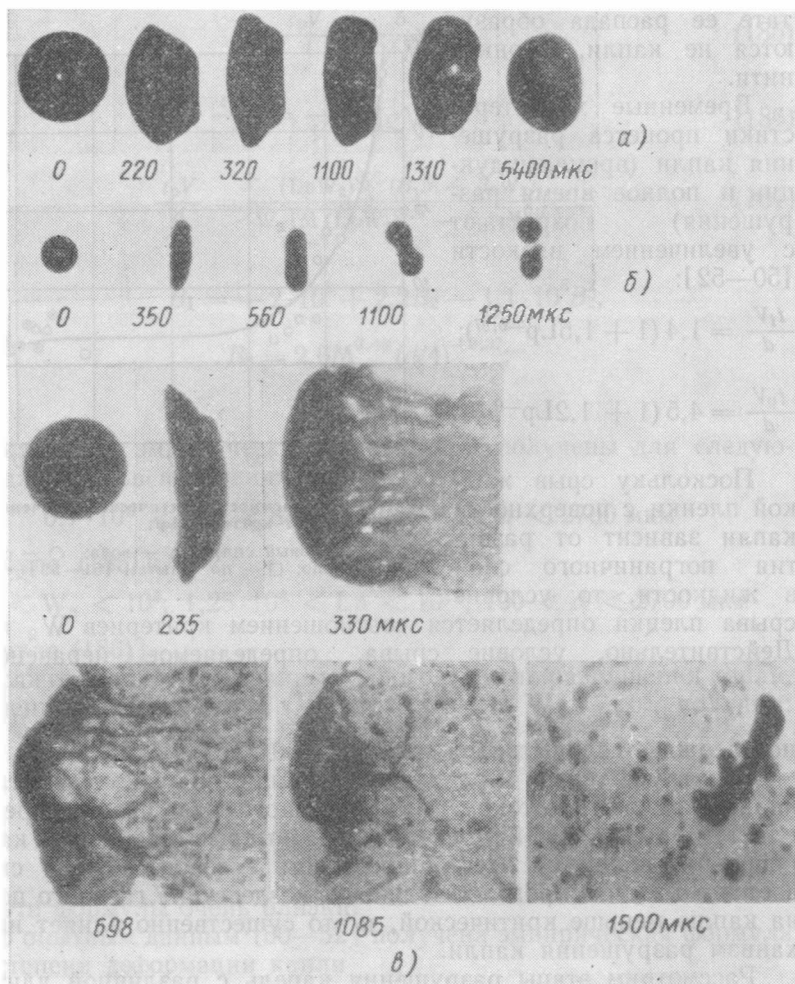


Рис. 113. Последовательные стадии деформации капли керосина при продолжительности воздействия импульса:

a — $\Delta t = 500$ мкс ($d_0 = 0,95$ мм; $W_2 = 140$; $Re_2 = 7000$; $M = 1,1$); *б* — $\Delta t = 650$ мкс ($d_0 = 0,35$ мм; $W_2 = 54$; $Re_2 = 2600$; $M = 1,1$); *в* — $\Delta t = 1150$ мкс ($d_0 = 0,95$ мм; $W_2 = 700$; $Re_2 = 15\ 800$; $M = 1,21$)

равен 4200 мкс. Импульсное воздействие газа продолжительностью $\Delta t = 500$ мкс оказалось недостаточным для разрыва капли, и возникшие колебания капли оказались затухающими. Несмотря на то, что действующее значение критерия Вебера $W_2 = 140$ существенно больше критического ($W_2 \gg W_{к2}$), дробление капли не произошло, следовательно, в нестационарном газовом потоке одного этого условия недостаточно.

Если продолжительность фазы сжатия увеличить до $\Delta t = 650$ мкс, то капля, деформировавшись под влиянием аэродинамических сил, приобретает форму, близкую к эллипсоиду вращения. С уменьшением относительной скорости уменьшится и ее поперечный размер, однако возникшие незатухающие собственные колебания вызовут дробление капли на две части (рис. 113, б).

При увеличении импульса воздействия и его продолжительности до $\Delta t = 750$ мкс капля при $\Delta t = 500$ мкс, деформировавшись до $\delta_d = 2,5$, разрушится приблизительно на пять одинаковых частей.

Как видим, для дробления капли в нестационарном газовом потоке недостаточно выполнения одного критического условия $W_2 > W_{к2}$. Дробление капли происходит, когда длительность обдува становится больше критической длительности возмущения, которая по вибрационной моде близка ко времени достижения капель критической стадии деформации. Вибрационное разрушение капли происходит всегда после прекращения действия газового потока сверхкритической интенсивности:

$$\rho_2 (V - \omega)_к^2 > 2 \frac{W_{к2}\sigma}{d_0}.$$

При дальнейшем повышении скорости обдува срыв поверхностного слоя жидкости с капли (рис. 113, в) начинается по истечении времени индукции

$$t_i = \frac{(1,8 \div 2) d_0}{V - \omega} \sqrt{\frac{\rho_1}{\rho_2}}.$$

23. МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЯ МЕЛКОСТИ РАСПЫЛИВАНИЯ

Мелкость распыливания жидкостей измеряют (дисперсионный анализ) в основном для того, чтобы выяснить качество работы форсунок различных типов и установить влияние различных параметров форсунок и физических свойств жидкости или газовой среды (скорости, плотности и др.) на размеры капель. Измерения огромного числа капель очень трудоемки и кропотливы. Часто оказывается, что результаты недостаточно тщательно выполненных опытов дают искаженное представление о размерах капель.

Существующие способы можно разбить на три группы:

1) прямые, когда распыливается изучаемая жидкость;

2) основанные на замене изучаемой жидкости веществом с низкой температурой плавления, имеющим при нагревании физические свойства изучаемой жидкости и отвердевающим при распыливании;

3) косвенные (оптические, седиментометрические и др.).

Первые два способа освещены достаточно подробно в литературе [54, 55], поэтому рассмотрим лишь один из перспективных косвенных способов измерений (оптический), основанный на явлении рассеяния плоской монохроматической волны света каплями жидкости [56, 57]. Кривая, характеризующая интенсивность рассеянного света на углу (индикатриса рассеяния), может быть использована для определения функции распределения капель по размерам в объеме аэрозоля, попадающего в световой пучок.

При больших значениях параметра $\rho = 2\pi a/\lambda$ рассеяние света происходит в основном на малые углы. Например, при длине волны света $\lambda = 0,6$ мкм каплю можно считать большой, если $a > 3$ мкм, что справедливо даже для аэрозолей, получаемых акустическими форсунками. Свет, рассеянный на малый угол β_p от направления луча, не зависит от показателя преломления и других свойств жидкости и среды и имеет интенсивность

$$I(\beta_p) = I_0 a^2 \frac{J_1^2(\rho\beta_p)}{\beta_p^2}, \quad (188)$$

где I_0 — интенсивность падающего света; $J_1(x)$ — функция Бесселя первого рода первого порядка.

В полидисперсной системе для однократного рассеяния, т. е. при не очень большой концентрации аэрозоля, интенсивности света от отдельных частиц суммируются, и, таким образом, индикатрису можно выразить формулой

$$\bar{I}(\beta_p) = \frac{I_0}{\beta_p^2} \int_0^\infty f(a) a^2 J_1^2(\rho\beta_p) da, \quad (189)$$

где $f(a)$ — счетная функция распределения капель по размерам.

Верхний предел интеграла (189) может быть конечным, например, в случае аэрозолей с конечным верхним пределом. Условие однократного рассеяния можно контролировать согласно неравенства [55]

$$\ln I_0/I \leq 3,$$

где I — интенсивность света в центральном пучке.

Рассматривая уравнение (189) как интегральное относительно $f(a)$, получим его решение [54]:

$$f(\rho) = -\frac{2}{\rho^2} \int_0^\infty \rho\beta_p J_1(\rho\beta) Y_1(\rho\beta_p) \varphi(\beta_p) d\beta_p, \quad (190)$$

где

$$\eta(\beta_p) = \pi \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^3 \frac{d}{d\beta_p} \left[\frac{I(\beta_p)}{I_0} \beta_p^3 \right], \quad (191)$$

$Y_1(x)$ — функция Бесселя 2-го рода первого порядка.

Таким образом, по формуле (190) можно найти функцию распределения капель по размерам [56, 57].

Установка (рис. 114) для измерения индикатрисы рассеяния света состоит из источника монохроматического света 1 (в настоящее время применяют оптические квантовые генераторы, например, гелий-неоновый лазер, генерирующий электромагнитные

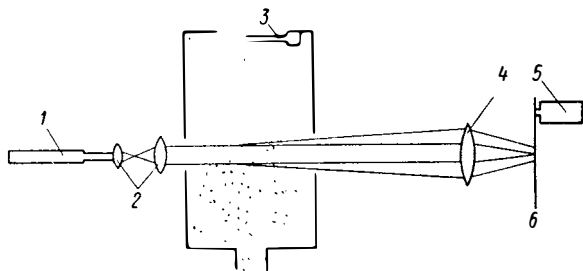


Рис. 114. Схема установки для измерения индикатрисы рассеяния света

колебания с длиной волны $\lambda = 0,6328$ мкм), оптической коллимирующей системой 2 с углом расхождения лучей менее 10^{-3} рад, распыливающего устройства 3, собирающей линзы 4, фотоприемника 5, расположенного в фокальной плоскости 6 собирающей линзы. В качестве фотоприемника используют фотоумножители или фотодиоды, сигналы с которых регистрируются на самописцах в зависимости от расстояния r между диафрагмой фотоприемника и осью луча, которое связано с углом $\beta_p = r/F$, где F — фокусное расстояние собирающей линзы, которое намного больше длины пути луча в рассеивающей среде. Измерение интенсивности света проводят вне фокального пятна (обычно $\beta_{p \min} \approx 10^{-3}$ рад) до $\beta_{p \max} \approx 10^{-1}$ рад. При этом следует учесть световой фон, возникающий вследствие рассеяния света на элементах оптической системы.

Возможна регистрация интенсивности рассеянного света также на фотопленку с последующим фотометрированием [58, 59]. Полученные зависимости $I(\beta_p)$ обрабатывают по формулам (190), (191) на ЭВМ и получают функции распределения капель по размерам.

Следует отметить трудности использования изложенного метода: необходимость измерений индикатрисы рассеяния света с высокой степенью точности (около 1%) и сложность обработки. В одном из упрощенных методов определения средних диаметров капель по рассеянию света [58] было сделано предположение, что

функцию распределения капель по размерам можно представить уравнением (171), и показано, что индикатриса рассеяния почти не зависит от параметров форсунки, если $d_{32} = 2a_3/a_2 = \text{const}$ ($a_3 = \bar{a}^3$, $a_2 = \bar{a}^2$). Тогда можно считать, что отношение $I(\beta_p)/I_0$ определяется только параметром $\pi d_{32} \beta_p / \lambda$ (рис. 115). Например, $\pi d_{32} \beta_p / \lambda = 2,647$ при $\frac{I(\beta)}{I_0} = 0,1$. По значению $\tilde{\beta}$ легко определить d_{32} . Расхождение между результатами микрофотографических измерений и полученных этим методом не превышает 10% при $d_{32} = 23,9$ мкм и 5% при $d_{32} = 145$ мкм.

Аналогичную методику применяли при более широком сопоставлении результатов измерений, полученных различными методами [69]. Недостаток этого метода состоит в том, что он не является универсальным, так как основан на использовании конкретного вида функции распределения капель по размерам.

Можно выразить средний диаметр капель d_{32} через интегралы, взятые от величины интенсивности рассеянного света для произвольной функции распределения $f(a)$. Для этого, интегрируя выражения $\bar{I}(\beta_p)$ и $\beta_p \bar{I}(\beta_p)$ по β_p , получим

$$\left. \begin{aligned} \int_0^{\infty} \bar{I}(\beta_p) d\beta_p &= I_0 a_2 \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{\infty} J_1^2(x) \frac{dx}{x^2} = I_0 a_2 \frac{8}{3}; \\ \int_0^{\infty} \beta_p \bar{I}(\beta_p) d\beta_p &= I_0 a_3 \int_0^{\infty} J_1^2(x) \frac{dx}{x} = I_0 a_3 \frac{1}{2}, \end{aligned} \right\} \quad (192)$$

где

$$a_3 = \bar{a}^3 = \int_0^{\infty} f(a) a^3 da; \quad a_2 = \bar{a}^2 = \int_0^{\infty} f(a) a^2 da.$$

Такое преобразование интегралов (192) возможно вследствие того, что выполнены условия теоремы о перестановке порядка интегрирования в повторных интегралах [60] (см. приложение 4).

Из уравнения (192) следует

$$d_{32} = \frac{3}{8} \lambda \frac{\int_0^{\infty} \bar{I}(\beta_p) d\beta_p}{\int_0^{\infty} \beta_p \bar{I}(\beta_p) d\beta_p}. \quad (193)$$

Эта формула удобна тем, что в нее не входит масштаб измерения $I(\beta_p)$, а случайные ошибки сглаживаются при интегрировании. Часто в большом интервале величина β_p изменяется по экспоненциальному закону

$$\bar{I}(\beta_p) = \bar{I}(0) e^{-k\beta_p}, \quad (194)$$

тогда из уравнений (193), (194) следует

$$d_{32} \approx \frac{3}{8} \lambda k, \quad (195)$$

где величина k определяется по наклону кривой зависимости $\bar{I}(\beta_p)$, приведенной в полулогарифмическом масштабе (рис. 116), относящуюся к измерениям $\bar{I}(\beta_p)$ для аэрозоля, созданного акустической форсункой. Ошибка расчета по формуле (195) обычно не превышает 10%.

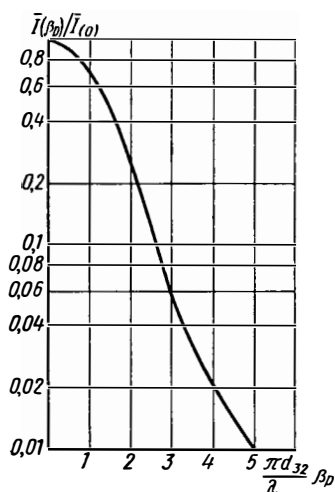


Рис. 115. Осредненный профиль освещенности для аэрозолей с функциями распределения капель по размерам с верхним пределом

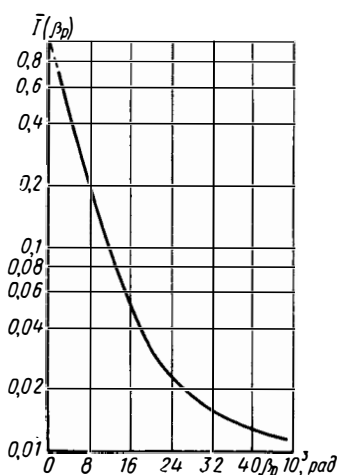


Рис. 116. Индикатрисса рассеяния для аэрозоля, созданного акустической форсункой

Замена пределов интегрирования в формуле (192) на интервал $(\beta_{p \min}, \beta_{p \max})$, в котором фактически выполняют измерения $\bar{I}(\beta_p)$, приводит к ошибкам, которые ограничивают применимость методов измерения диаметров капель диапазоном $d_{32} = 3 \div 300$ мкм. Во время измерений следует контролировать точность, изменяя значения $\beta_{p \min}$ и $\beta_{p \max}$.

В заключение укажем, что с помощью формулы (193) можно найти величину d_{32} , непосредственно измеряя величины $\int_{\beta_{p \min}}^{\beta_{p \max}} \bar{I}(\beta_p) d\beta_p$

и $\int_{\beta_{p \min}}^{\beta_{p \max}} \bar{\beta}_p I(\beta_p) d\beta_p$, характеризующие количество света, проходящего соответственно через щели малой постоянной ширины и клиновидной формы в экране, устанавливаемом в фокальной плоскости [6] собирающей линзы 4 (рис. 114). Это позволяет легко

автоматизировать процесс измерения среднего диаметра капель и упрощает установку, так как не требуются движущиеся элементы и нет необходимости в регистрации сильно изменяющихся во времени сигналов с фотоприемника.

Другой косвенный способ измерения размеров капель можно осуществить при помощи теплового зонда, представляющего собой нагреваемую током термопару [61]. Попадающие на спай капли испаряются, отнимая теплоту от термопары. Изменение электрического сигнала зависит от радиуса капли. Эта зависимость определяется из тарировки. В работе измерялись капли воды с диаметрами от 3 до 1188 мкм. Зонд удобен для постоянного контроля дисперсности в условиях камер сгорания, паровых котлов и др. Разрешающая способность зонда составляет около 10^3 капель/с малого диаметра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Витман Л. А., Кацнельсон Б. Д., Палеев И. И. Распыливание жидкости форсунками. М.—Л., Госэнергоиздат, 1962. 264 с.
2. Mugelle R. A., Evans H. D. Droplet size distribution in sprays. — «Industrial and Engineering Chemistry», 1951, vol. 43, № 6, p. 1317—1326.
3. Бейтман Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Функции Бесселя, функции параболического цилиндра. Ортогональные многочлены. М., «Наука», 1966, 295 с.
4. Треш Г., Гроссман П. К закону распределения капель по размерам при распылении. — «Вопросы ракетной техники», вып. 4 [22], 1954, с. 77—80.
5. Головков Л. Г. Распределение капель по размерам при распыливании жидкости центробежными форсунками. — «Инженерно-физический журнал», 1964, т. 7, № 11, с. 55—61.
6. Buschulte W. Liquid propellant atomization by injector elements and its effect on combustion chamber efficiency. — «Israel Journal of Technology», 1974, vol. 12, № 1, p. 57—68.
7. Weis M., Worsham C. Atomization in high velocity air—streams. — «American Rocket Society Journal», 1959, vol. 29, № 4, p. 252—259.
8. Попов М. Incercări pe modele cu pulverizarea fluidelor. — «Studii si ceretări de mecanica aplicata Academia Republicii Populare Romane», 1956, vol. 7, № 1, p. 53—62.
9. Bitron M. Atomization of liquids by supersonic air jets. — «Industrial and Engineering Chemistry», 1955, vol. 47, № 1—2, p. 23—25.
10. Волюнский М. С. Распыливание жидкости в сверхзвуковом потоке. — «Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение», 1963, № 2, с. 23—27.
11. Ли Д., Спенсер Н. Исследование топливных струй по микрофотографиям. — В кн.: Двигатели внутреннего сгорания, Т. 1, М., ОНТИ, 1936, с. 23—27.
12. Смирнов В. И. Интенсификация диспергирования жидкой струи в трубчатом аппарате за счет спутного или встречного движения окружающей среды. — «Изв. вузов. Энергетика», 1973, № 7, с. 95—99.
13. Витман Л. А. Некоторые закономерности распыливания жидкости пневматическими форсунками. — В кн.: Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах. М.—Л., Госэнергоиздат, 1958, с. 173—188.
14. Витман Л. А., Кацнельсон Б. Д., Эфрос М. Л. Распыливание жидкого топлива пневматическими форсунками. — В кн.: Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах. М.—Л., Госэнергоиздат, 1958, с. 189—194.
15. Кулагин Л. В., Макаров В. В. Обобщение с помощью критериев подобия результатов измерения размеров капель при распыливании топлив пневма-

- тическими форсунками. — «Вестник Всесоюзного Научно-исследовательского института железнодорожного транспорта», 1973, № 3, с. 27—30.
16. **Bryan R., Godbole P. S., Norster E. R.** Some observations of the atomizing characteristics of airblast atomizers. Combustion and heat transfer in gas turbine systems. Pergamon Press, Oxford, p. 343—355.
 17. **Rizkalla A. A., Lefebvre A. H.** The influence of air and liquid properties on airblast atomization. «Transaction of the ASME. Journal of Fluid Engineering», 1950, vol. 97, № 3, p. 316—320.
 18. **Clark C. J., Dombroski N.** On the formation of drops from the rims of fan spray sheets. — «Aerosol Science», 1972, vol. 3, № 3, p. 173—183.
 19. **Fry F., Tomas P.** The production of firefighting sprays by impinging jets. — «Engineering», 1953, vol. 179, № 7, p. 1171—1173.
 20. **Паневин И. Г.** О распыливании жидкости форсунками со сталкивающимися струями. В кн.: Рабочие процессы в тепловых двигательных установках. М., Оборонгиз, 1960, с. 85—101 [Труды МАИ вып. 119].
 21. **Tanasawa J., Sasaki S., Nagai N.** Technical Report Tohoku University, 1957, № 22, p. 73.
 22. **Walkden A. J., Kell R. C.** Characteristics of high flux sprays from colliding water jets. — «Transaction of the Institute Chemical Engineers», 1969, vol. 47, № 2, p. 36—42.
 23. **Мансон Н., Банержи П.** Микрофотографическое исследование распыливания жидких топлив. — «Вопросы ракетной техники», 1956, № 4, с. 111—136.
 24. **De Corso S.** Effect of ambient and fuel pressure on spray drop size. — «Transaction of the ASME», Ser. A., 1960, vol. 82, № 1, p. 26—28.
 25. **Раушенбах Б. В.** Физические основы рабочего процесса в камерах сгорания воздушно-реактивных двигателей. М., «Машиностроение», 1964, 526 с.
 26. **Дунский В. Ф., Никитин Н. С.** Распыление жидкости вращающимся диском и вопрос о «вторичном» дроблении капель. — «Инженерно-физический журнал», 1965, т. 9, № 1, с. 54—60.
 27. **Дунский В. Ф., Никитин Н. В.** О размере «вторичных» капелек при распылении жидкостей вращающимся диском. — «Инженерно-физический журнал», 1969, т. 17, № 1, с. 13—18.
 28. **Macfarlane J. J.** Liquid fuel atomizers for use in gas turbine combustion model experiments. Combustion and heat transfer in gas turbine systems. Pergamon Press, Oxford, 1971, p. 327—339.
 29. **Marshall W.** Atomization and spray drying. Chemical Engineering Progress Monography Series, 1954, № 2, p. 367.
 30. **Ластовцев А. М.** Уравнение дробления жидкости вращающимися распылителями. Труды МИХМ, т. 13. М., 1957, с. 57—63.
 31. **Поникаров И. И., Кафаров В. В., Бочкарев В. Г.** Каплеобразование при истечении жидкостей из отверстия в поле центробежных сил. — «Прикладная Химия», 1971, т. 44, вып. 12, с. 329—331.
 32. **Wilcox R., Tate R.** Liquid atomization in high intensity sound field. — «American Institute Chemical Engineering Journal», 1965, vol. 11, № 1, p. 69—72.
 33. **Khandwawala A. I., Natarajan R. R., Gupta M. C.** Experimental investigation of liquid—fuel atomization using Hartmann acoustic generator. — «Fuel», 1974, vol. 53, № 4, p. 268—273.
 34. **Пашковский Б. С., Кулагин Л. В., Тебеньков Б. И.** Эффективность применения акустических колебаний в процессах распыливания жидких топлив. — «Теплоэнергетика», 1974, № 10, с. 28—31.
 35. **Дунский В. Ф., Никитин Н. В.** Монодисперсное распыление жидкостей вращающимися распылителями. — В сб.: Аэрозоли в сельском хозяйстве. Научные труды ВАСХНИЛ [Отдел защиты растений]. М., «Колос», 1973, с. 71—106.
 36. **Явельский М. Б.** Некоторые характеристики монодисперсного распада струй жидкости. — «Инженерно-физический журнал», 1969, т. 26, № 3, с. 27—29.
 37. **Rajagopalan R., Tien Chi.** «Canadian Journal Chemical Engineering», 1973, vol. 51, № 3, p. 272—279.
 38. **Bouse L. F., Haile D. G., Kunze O. R.** Cyclic disturbance of jet to control spray drop size. — «Transaction ASAE», 1974, vol. 17, № 2, p. 235—239.

39. **Прандтль Л.** Гидромеханика. М., Изд-во иностр. лит. 1951. 279 с.
40. **Littaye G.** Sur une theorie de la pulverisation des jets liquid. — «Compte Rendus hebdomadaires des seancesde l'Academie des Sciences», 1943, vol. 217, № 4, p. 736.
41. **Волынский М. С.** О дроблении капель жидкости в потоке воздуха. — «ДАН АН СССР», 1948, т. 62, № 3, с. 301—304.
42. **Magarvey R. H., Taylor V. W.** Free fall breakup of large drops. — «Journal of Applied Physics», 1956, vol. 27, № 10, p. 1129—1135.
43. **Корсунов Ю. А., Тишин А. В.** Экспериментальное исследование дробления капели жидкости при низких значениях числа Рейнольдса. — «Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа», 1971, № 2, с. 128—138.
44. **Blanchard D. C.** «Transaction American Geophysical Institute», 1956, vol. 31, p. 836—842.
45. **Simpkins P. G., Bales E. L.** Water-drop responce to sudden acceleration. — «Journal of Fluid Mechanics», 1972, vol. 55, № 4, p. 629—639.
46. **Lane W.** Shatter of drops in streams. — «Industrial and Engineering Chemistry», 1951, vol. 43, № 6, p. 1312—1314.
47. **Hanson A., Domich E., Adams H.** Shock tube investigation of the breakup of drops by air blast. — «The Physics of Fluids», 1963, vol. 6, № 8, p. 170.
48. **Dickerson R. A., Coultas T. A.** Breakup of droplets in an accelerating gas flow. — «AIAA Paper», 1966, № 66—611, p. 24.
49. **Ranger A. A., Nickolls J. A.** Atomization of liquid droplets in a convective stream. — «International Journal of Heat and Mass Transpher», 1972. vol. 15, № 6, p. 1203—1211.
50. **Особенности разрушения капли вязкой жидкости в ударных волнах.** — «Инженерно-физический журнал», 1973, т. 25, № 3, с. 58—61. Авт.: Гельфанд Б. Е. и др.
51. **Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М.** Разрушение капли жидкости в потоке за ударной волной с треугольным профилем изменения скорости газа. — «Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа», 1973, т. 25, № 5, с. 127—129.
52. **Гельфанд Б. Е., Губин С. А., Когарко С. М.** Разновидности дробления капель в ударных волнах и их характеристики. — «Инженерно-физический журнал», 1974, т. 27, № 1, с. 111—113.
53. **Hässler G.** Untersuchung zur Zerstörung von Wassertropfen durch aerodynamischen Kräfte. — «Forschung auf dem Gebiete des Ingenieurwesens», 1972, Bd. 32, № 6, S. 183—192.
54. **Шифрин К. С., Голиков В. И.** Определение спектра капель методом малых углов. Изд-во АН СССР, 1960, с. 26—35. (Труды междуведомственной конференции по исследованию облачности).
55. **Шифрин К. С.** Рассеяние света в мутной среде. Л., ГИТТЛ, 1951, 288 с.
56. **Шифрин К. С.** Изучение свойства вещества по однократному рассеянию. — В кн.: «Теоретические и прикладные проблемы рассеяния света», Минск, 1971, с. 486.
57. **Базаров С. М., Нахман Ю. В.** Оптический зонд для исследования жидкой фазы влажного пара. — «Труды ЦКТИ», Л., 1966, вып. 65, с. 83.
58. **Dobbins R. A., Crocco L., Glassman J.** Measurement of mean particle sizes of sprays from diffractively scattered light. — «American Institute Aeronautic and Astronautic Journal», 1963, vol. 1, № 8, p. 1882—1886.
59. **Dieck R. H., Roberts R. L.** The determination of the Sauter mean diameter of fuel nozzle sprays. — «Applied Optics», 1970, vol. 9, p. 2007—2014.
60. **Смирнов В. И.** Курс высшей математики, т. 5, 1959, 655 с.
61. **Van Paasen C. A.** Thermal droplet size measurements using a thermocouple. — «International Journal of Heat and Mass Transfer», 1974, vol. 17, № 12, p. 432—434.

Приложения

Приложение 1

Точность изготовления центробежных форсунок

Допуски на размеры распылителя определяются требуемой точностью совпадения расходных характеристик отдельных форсунок. Расход через форсунку

$$G = \frac{\pi}{4} d_{c\mu}^2 \sqrt{2\rho_1 p_T}.$$

В этом уравнении от точности изготовления зависит произведение $d_{c\mu}^2$. Относительное изменение расхода через форсунку, вызванное различием в размерах распылителя,

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{\Delta(d_{c\mu}^2)}{d_{c\mu}^2} = \frac{\Delta\mu}{\mu} + 2 \frac{\Delta d_c}{d_c}. \quad (1)$$

Для того чтобы найти, как зависит отношение $\Delta G/G$ от точности изготовления форсунки, т. е. от точности выполнения сопла, входных каналов и камеры закручивания, выразим коэффициент расхода через геометрическую характеристику форсунки (будем рассматривать течение в идеальной форсунке). Проще всего это сделать, аппроксимировав зависимость μ от A выражением

$$\mu = KA^{-m}. \quad (2)$$

В интервале $0,75 \leq A \leq 7,5$ $K = 0,44$ и $m = 0,65$; при $A > 7,5$ до $A = 40$ $K = 0,67$ и $m = 0,905$.

Подставляя выражение для μ из (2) в (1) и заменяя A через $\frac{2d_c R}{nd_{вх}^2}$, получаем после простых преобразований

$$\begin{aligned} \frac{\Delta G}{G} = & (2 - m) \frac{\Delta d_c}{d_c} + \\ & + \frac{2m \sum_{i=1}^{i=n} \Delta_i d_{вх}}{nd_{вх}} - \frac{m}{nR} \sum_{i=1}^{i=n} \Delta_i R, \quad (3) \end{aligned}$$

где $d_{вх}$ — номинальный диаметр входных отверстий; R — номинальный размер плеча закручивания; Δd_c — действитель-

ное отклонение для d_c ; $\Delta_i d_{вх}$ — действительное отклонение для $d_{вх}$; $\Delta_i R$ — действительное отклонение для R *.

Выражение (3) назовем уравнением точности изготовления форсунки. Из этого уравнения следует, что точность выполнения размеров d_c , $d_{вх}$ и R влияет на относительное изменение расхода по-разному. В то время как при увеличении d_c и $d_{вх}$ ($\Delta d_c > 0$; $\Delta d_{вх} > 0$) расход возрастает по сравнению с номинальным значением, увеличение R ($\Delta_i R > 0$) приводит к уменьшению расхода.

Уравнение (3) позволяет по заданной точности выполнения отдельных размеров распылителя (d_c , $d_{вх}$ и R) по заданному максимально допустимому отклонению в величине расхода и допускам для выполнения двух размеров (например, d_c и $d_{вх}$) определить допуск для третьего размера (например, R), обеспечивающий сохранение заданного отклонения в величине расхода.

В интервале $0,75 < A < 7,5$ показатель степени $m = 0,67$. Тогда уравнение (3) примет вид

$$\frac{\Delta G}{G} = 1,33 \frac{\Delta d_c}{d_c} + \frac{1,34}{n} \frac{\sum_{i=1}^{i=n} \Delta_i d_{вх}}{d_{вх}} - \frac{0,67}{n} \frac{\sum_{i=1}^{i=n} \Delta_i R}{R}. \quad (4)$$

Из этого уравнения следует, что с относительным изменением диаметров d_c и $d_{вх}$ расход изменяется одинаково (соответствующие величины имеют примерно одинаковые коэффициенты), тогда как при относительном изменении величины R он уменьшается в 2 раза (коэффициент вдвое меньший).

Для сопла и входных каналов допуски задаются в системе отверстия. В этом случае отклонения будут положительными. Для плеча закручивания отклонение может быть как положительным, так и отрицательным. При этом радиус камеры закручивания (номинальный размер) ¹

$$R_k = R + \Delta R + \frac{d_{вх} + \Delta d_{вх}}{2},$$

где ΔR и $\Delta d_{вх}$ — верхние отклонения для размера плеча закручивания и диаметра входных отверстий.

Максимальное относительное отклонение в расходе при выбранной таким образом системе допусков определится из уравнения

$$\left(\frac{\Delta G}{G} \right)_{\max} = 1,33 \frac{\Delta d_c}{d_c} + 1,34 \frac{\Delta d_{вх}}{d_{вх}} + 1,34 \frac{\Delta R}{R}, \quad (5)$$

где Δd_c , $\Delta d_{вх}$ и ΔR — абсолютные значения верхних отклонений для d_c , $d_{вх}$ и R .

* Под $\Delta_i R$ понимается полное отклонение для плеча закручивания, вызванное как сдвигом оси входного отверстия, так и его нетангенциальностью.

¹ Считаем, что допуск на диаметр камеры также задается в системе отверстия, т. е. R_k действительное равно или больше R_k номинального.

Если и для размера плеча закручивания задаться отклонением только одного знака, например, отрицательным (в этом случае следует выбрать номинальный размер радиуса камеры закручивания

$$R_k = R \cdot \left[- \frac{d_{\text{вх}} - \Delta d_{\text{вх}}}{2} \right],$$

то уравнение максимального относительного отклонения величины расхода примет вид:

$$\left(\frac{\Delta G}{G} \right)_{\text{max}} = 1,33 \frac{\Delta d_c}{d_c} + 1,34 \frac{\Delta d_{\text{вх}}}{d_{\text{вх}}} + 0,67 \frac{\Delta R}{R}. \quad (6)$$

Уравнения (5) и (6) позволяют определить максимально возможное отклонение в величине расхода по заданным отклонениям в величинах d_c , $d_{\text{вх}}$ и R или по заданным отклонениям в величине расхода и в двух размерах (например, d_c и $d_{\text{вх}}$) найти максимально допустимое отклонение в третьем размере (например, R).

Расчеты показывают, что, например, при условии $(\Delta G/G)_{\text{max}} \leq \leq 0,03$ размеры d_c , $d_{\text{вх}}$ и R должны быть выдержаны по первому классу точности. При этом чем меньше абсолютные размеры распылителя, тем выше должна быть точность их выполнения.

Для реальной (вязкой) жидкости требования к точности изготовления форсунок несколько снижаются¹. Если отклонения основных размеров распылителя от номинала (в пределах поля допуска) подчиняются нормальному закону, то наиболее вероятное относительное отклонение в расходе

$$\left(\frac{\Delta G}{G} \right)_{\text{в}} = \sqrt{\left(1,33 \frac{\Delta d_c}{d_c} \right)^2 + \left(1,34 \frac{\Delta d_{\text{вх}}}{d_{\text{вх}}} \right)^2 + \left(0,67 \frac{\Delta R}{R} \right)^2}. \quad (7)$$

Эксперименты, проведенные с большим числом центробежных форсунок, подтвердили справедливость как предположения о нормальном законе распределения отклонений размеров распылителя от номинала, так и самих формул (6) и (7).

Приложение 2

Гидравлика центробежной форсунки при подаче перегретой жидкости

При анализе работы центробежной форсунки предполагалось, что давление паров жидкости в форсунке мало по сравнению с давлением среды, в которую она впрыскивается. При подогреве жидкости до температуры, при которой упругость ее паров не превышает давления среды, в которую происходит истечение,

¹ Кулагин Л. В. Определение допусков на основные размеры центробежных форсунок. М., Трансжелдориздат, 1960, с. 127—138.

изменения в работе форсунки наступают только в связи с влиянием температуры на плотность и вязкость жидкости.

При дальнейшем подогреве жидкости, когда упругость ее паров превысит давление окружающей среды, наблюдается уменьшение расхода через форсунку.

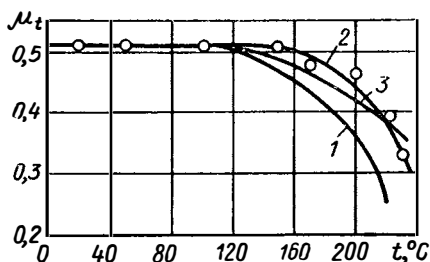
Впервые этот вопрос исследовался К. Н. Ерастовым и Е. Г. Николаевой, которые предложили следующую формулу для расчета коэффициента расхода:

$$\mu_t = \mu \sqrt{\frac{p_\phi - p_u}{p_\phi - p_a}}, \quad (8)$$

где μ_t — коэффициент расхода при истечении подогретой жидкости; p_ϕ — абсолютное давление жидкости перед форсункой; p_u — упругость паров жидкости при температуре t ; p_a — абсолютное давление среды.

Формула (8) имеет смысл при $p_u \geq p_a$ (при $p_u < p_a$ $\mu_t = \mu$).

Из нее следует, что с ростом давления паров жидкости в газовом вихре коэффициент расхода уменьшается так же, как в случае истечения жидкости в среду не с давлением p_a , а с давлением, равным упругости паров жидкости p_u .



Зависимости коэффициента расхода от температуры воды при давлении перед форсункой $p_\phi = 3$ МПа:

○ — экспериментальные точки;
1 — кривая, рассчитанная по формуле (8); 2 — кривая, рассчитанная по формуле (10); 3 — кривая, рассчитанная по методике В. А. Махина

Из сопоставления результатов расчета по формуле (8) с экспериментальными данными видно, что расчет дает заниженные значения коэффициента расхода (см. рисунок). Причина этого расхождения состоит в том, что в связи с истечением паров жидкости из форсунки давление в газовом вихре на выходе из сопла ниже давления насыщенных паров, соответствующего температуре жидкости.

В. А. Махиным¹ развита теория истечения перегретой (кипящей) жидкости из центробежной форсунки с учетом отличия давления в газовом вихре от упругости насыщенных паров жидкости. Предполагается, что истечение происходит термодинамически равновесно; учитываются расход паров жидкости и изменение ее температуры. Однако, как показывает расчет, если температура жидкости меньше той, которая соответствует упругости паров,

¹ Махин В. А., Присяжков В. Ф., Токарев И. Ф. Теория истечения кипящей жидкости через центробежную форсунку. — «Иzv. вузов. Авиационная техника», 1962, № 3, с. 38—43.

равной давлению перед форсункой, то расходом паров можно пренебречь. В первом приближении допустимо также принимать температуру жидкости в процессе истечения неизменной.

Таким образом, задача сводится к определению давления в газовом вихре на выходе из сопла форсунки, которое отличается от давления в окружающей среде только при сверхкритическом режиме истечения паров жидкости. В этом случае

$$p_c = p_u \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (9)$$

где p_c — давление в газовом вихре (на выходе из сопла); k — показатель адиабаты пара.

Тогда коэффициент расхода перегретой жидкости

$$\mu_t = \mu \sqrt{\frac{p_\Phi - p_c}{p_\Phi - p_a}}. \quad (10)$$

Эта формула применима, если $p_c \geq p_a$ (при $p_c < p_a$ $\mu_t = \mu$). Заметим, что при расчете μ следует учитывать изменение плотности и вязкости жидкости в зависимости от ее температуры.

Результаты расчета коэффициента расхода по формуле (10) представлены на рисунке (в интервале температур $100 \leq t \leq 250^\circ \text{C}$ для паров воды принято среднее значение показателя адиабаты $k = 1,30$). На этом же рисунке приведена расчетная кривая, полученная с учетом истечения пара и изменения температуры жидкости.

Как видим, обе расчетные зависимости близки между собой и с удовлетворительной степенью точности согласуются с экспериментальными данными.

Приложение 3

Двухкомпонентные центробежные форсунки

Двухкомпонентными центробежными форсунками называются форсунки, предназначенные для смешения и распыливания двух различных жидкостей. Различают двухкомпонентные форсунки с внешним и внутренним смешением. Форсунки с внутренним смешением компонентов иногда называют эмульсионными. Кроме того, существуют конструкции двухкомпонентных форсунок, в которых смешение жидкостей происходит в сопле форсунки.

Принципиальные схемы двухкомпонентных форсунок с внешним и внутренним смешением отличаются соответственно от двухсопловых и двухступенчатых форсунок (см. рис. 41 и 45) лишь отсутствием регулировочного клапана.

Рассчитывают двухкомпонентную форсунку с внешним смешением так же, как двухсopловую форсунку, но с учетом отличия плотностей компонентов.

Рассмотрим расчет двухкомпонентной эмульсионной форсунки. Примем, что оба компонента — идеальные жидкости. При значении критерия Рейнольдса, характерных для эмульсионных форсунок, это предположение вполне допустимо.

В камеру закручивания эмульсионной форсунки первый компонент поступает по тангенциальным каналам диаметра $d_{\text{вх}1}$, а второй по каналам диаметра $d_{\text{вх}2}$, расположенным на радиусе закручивания R . Число каналов компонентов обозначим соответственно n_1 и n_2 .

Примем для простоты расчета, что оба компонента имеют на входе в форсунку одинаковый перепад давления. Тогда из уравнения Бернулли для течения во входных каналах имеем

$$p_T = p_{\text{вх}1} + \frac{\rho_1 V_{\text{вх}1}^2}{2} = p_{\text{вх}2} + \frac{\rho_2 V_{\text{вх}2}^2}{2}. \quad (11)$$

Так как входные каналы обоих компонентов выведены в общую камеру закручивания, то $p_{\text{вх}1} = p_{\text{вх}2}$. Тогда из уравнения (11) получим:

$$V_{\text{вх}2} = \sqrt{m} V_{\text{вх}1}, \quad (12)$$

где $m = \rho_1/\rho_2$ — отношение плотностей компонентов.

Отношение расходов компонентов, как нетрудно показать, можно определить из выражения

$$k = \frac{G_1}{G_2} = \sqrt{m} \frac{n_1 d_{\text{вх}1}^2}{n_2 d_{\text{вх}2}^2}. \quad (13)$$

Отсюда по заданному значению k , выбрав предварительно число каналов для каждого компонента, находим соотношение их диаметров.

Суммарный расход через форсунку равен сумме расходов компонентов смеси

$$G_{\Sigma} = G_1 + G_2 = \frac{k+1}{k} G_1 = \frac{k+1}{k} \pi r_{\text{вх}1}^2 \rho_1 V_{\text{вх}1}.$$

Обозначив

$$\bar{r}_{\text{вх}} = r_{\text{вх}1} \sqrt{\frac{k+1}{k}}, \quad (14)$$

получим

$$G_{\Sigma} = n_1 \pi \bar{r}_{\text{вх}}^2 \rho_1 V_{\text{вх}1}. \quad (15)$$

Потоки компонентов смешиваются в камере закручивания форсунки и образуют общий поток эмульсии, результирующий момент количества движения которого определится из уравнения сохранения момента:

$$G_{\Sigma}RV_{\text{вх}} = G_1RV_{\text{вх}1} + G_2RV_{\text{вх}2}.$$

Следовательно, результирующая скорость закручивания потока эмульсии на радиусе R

$$V_{\text{вх}} = \frac{V_{\text{вх}1}G_1 + V_{\text{вх}2}G_2}{G_{\Sigma}} = V_{\text{вх}1} \frac{k + \sqrt{m}}{k + 1}. \quad (16)$$

Обозначим

$$\bar{R} = R \frac{k + \sqrt{m}}{k + 1}. \quad (17)$$

Момент количества движения для единицы объема эмульсии в камере закручивания

$$M = \rho RV_{\text{вх}} = \rho \bar{R} V_{\text{вх}1}, \quad (18)$$

где ρ — плотность эмульсии,

$$\rho = \rho_1 \frac{k + 1}{k + m}.$$

Как показывает расчет, потери энергии при смешении компонентов малы и ими вполне можно пренебречь. Тогда, воспользовавшись формулами (15) и (18) и повторив вывод основных уравнений для простой центробежной форсунки (см. § 3), придем к заключению, что гидравлические параметры эмульсионной форсунки определяются характеристикой

$$\bar{A} = \frac{k(k + \sqrt{m})}{(k + 1)(k + m)} \frac{Rr_c}{n_1 r_{\text{вх}1}^2}.$$

При этом зависимость μ , φ и α от \bar{A} остается той же, что и зависимость этих параметров от геометрической характеристики A для простой центробежной форсунки. Суммарный расход через эмульсионную форсунку

$$G_{\Sigma} = \pi r_c^2 \mu \sqrt{2\rho p_{\tau}}.$$

В случае применения эмульсионных форсунок с большим углом раскрытия сопла в расчет необходимо ввести поправку на потери во входных каналах (см. § 5).

Приложение 4

Определение дисперсности аэрозолей по измеренным интегральным характеристикам рассеянного света.

При рассеянии света каплями аэрозоля в малых углах сосредоточена большая часть световой энергии. Интенсивность, приходящаяся на одну частицу,

$$\bar{I}(\beta_p) = I_0 \frac{\pi^2}{\lambda^2} \int_0^\infty p(a) a^4 F(\rho\beta_p) da, \quad (19)$$

где

$$F(\rho\beta_p) = \left[\frac{2J_1(\rho\beta_p)}{\rho\beta_p} \right]^2; \quad \rho = \frac{2\pi a}{\lambda}. \quad (20)$$

Рассмотрим интегралы

$$\int_{\beta_{p \min}}^{\beta_{p \max}} \beta^k I(\beta_p) d\beta_p = I_0 \frac{\pi^2}{\lambda^2} \int_{\beta_{p \min}}^{\beta_{p \max}} \int_0^\infty p(a) a^4 \rho^k F(\rho\beta_p) da d\beta_p, \quad (21)$$

где k — целое число.

Пусть $\beta_{p \min} = 0$, а $\beta_{p \max} \rho_{\min} \gg 1$ (a_{\min} — наименьшие размеры капель в аэрозоле), тогда в выражении (21) согласно теореме Валле-Пусена можно изменить порядок интегрирования по a

и β_p , если сходится интеграл $\int_0^\infty \frac{J_1^2(\rho\beta_p)}{\beta_p^{2-k}} d\beta_p$, $k = 0$ и $k = 1$,

причем

$$\int_0^\infty \beta_p^k \bar{I}(\beta_p) d\beta_p = \bar{I} \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^{k-1} a_{3-k} \int_0^\infty \frac{J_1^2(z)}{z^{2-k}} dz, \quad (22)$$

где

$$\int_0^\infty \frac{J_1^2(z)}{z^{2-k}} dz = \begin{cases} 4/3\pi & \text{при } k = 0; \\ 1/2 & \text{при } k = 1. \end{cases}$$

Следовательно, средние значения радиусов частиц a_2 и a_3 будут равны соответственно

$$a_2 = \frac{2}{I_0} \int_0^\infty \beta_p \bar{I}(\beta_p) d\beta_p \quad \text{и} \quad a_3 = \frac{3\lambda}{8I_0} \int_0^\infty \bar{I}(\beta_p) d\beta_p,$$

а их отношение (средний заутеровский радиус)

$$a_{32} = \frac{3\lambda}{16} \left[\frac{\int_0^\infty \bar{I}(\beta_p) d\beta_p}{\int_0^\infty \beta_p \bar{I}(\beta_p) d\beta_p} \right]. \quad (23)$$

Это соотношение справедливо и для монодисперсного аэрозоля ($a_{32} = a$), а также при рассеянии света у отверстий в непрозрачном экране.

Учтем влияние ограничения интервалов углов $\beta_{p \min} \leq \beta_p \leq \beta_{p \max}$, в которых возможно измерение интенсивности рассеянного света. Рассмотрим отношение интегралов, изменив порядок интегрирования по β_p и a :

$$\frac{\int_{\beta_{p \min}}^{\beta_{p \max}} \bar{I}(\beta_p) d\beta_p}{\int_{\beta_{p \min}}^{\beta_{p \max}} \beta_p \bar{I}(\beta_p) d\beta_p} = \frac{16}{3\lambda} \left[\int_0^\infty p(a) a^3 \Phi(\rho\beta_{p \min}, R) \times \right. \\ \left. \times da \int_0^\infty p(a) a^2 \Psi(\rho\beta_{p \min}, R) da \right], \quad (24)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \Phi(\rho\beta_{p \min}, \rho\beta_{p \max}) &= \frac{3\pi}{16} \int_{\rho\beta_{p \min}}^{\rho\beta_{p \max}} F(z) dz; \\ \Psi(\rho\beta_{p \min}, \rho\beta_{p \max}) &= 0,5 \int_{\rho\beta_{p \min}}^{\rho\beta_{p \max}} zF(z) dz. \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

Формулы (25) легко табулируются при известной функции $F(z)$ [см. выражение (20)] в зависимости от двух параметров $\rho\beta_{p \min}$ и $R = \frac{\beta_{p \max}}{\beta_{p \min}}$. Можно показать, что минимальное значение отношения (24) при $\rho = 0$ равно $\frac{2}{\beta_{p \min} + \beta_{p \max}}$.

В случае монодисперсного аэрозоля с ростом $\rho\beta_{p \min}$ при $R = \text{const}$ до значения $\rho\beta_{p \min} \approx 1,8$ отношение интегралов (24) увеличивается монотонно, а при больших $\rho\beta_{p \min}$ его значения колеблются. Эту неоднозначность при определении размеров капель можно исключить, проводя измерения при нескольких значениях $\beta_{p \min}$.

Если же аэрозоль полидисперсный, то, как показывают расчеты по функции распределения $f(a)$ с верхним пределом [см. формулу (171)], отношение интегралов (24) растет монотонно с увеличением $\rho\beta_{p \min}$ до значения $\rho\beta_{p \min} \approx 4$. Однако при $\rho\beta_{p \min} > 2$ этот рост замедляется, т. е. ограничивается точность измерения капель диаметром больше 300 мкм, так как получить

$\beta_{p \min} < 10^{-3}$ рад трудно. Поэтому большие капли следует измерять другим методом (например, микрофотографированием).

Интервал правильно регистрируемых размеров капель связан с углами $\beta_{p \min}$ и $\beta_{p \max}$ соотношениями $\beta_{p \min} = \frac{\lambda}{2\pi a_{\max}}$ и $\beta_{p \max} = \frac{\lambda}{2\pi a_{\min}}$ (a — интервал радиусов капель). Диапазону углов $\beta_{p \min} \leq \beta_p \leq \beta_{p \max}$ соответствует примерно 50% световой энергии, рассеянной вследствие дифракции и по которой достаточно точно можно определить размеры капель.

Функции Φ и Ψ в выражении (25) аппроксимируются полиномами, которые при $R > 50$, $\rho\beta_{p \min} < 1$ и $\rho\beta_{p \max} > 1$ имеют вид

$$\begin{aligned}\Phi(z) &= 1 - m_1 z + m_2 z^2; \\ \Psi(z) &= 1 - n_2 z^2 + n_3 z^3,\end{aligned}$$

где $m_1 = 0,638$; $m_2 = 0,105$; $n_2 = 0,284$; $n_3 = 0,0644$; $z = \rho\beta_{p \min}$.

Подставляя эти выражения в формулу (24), получим

$$\int_{\beta_{p \min}}^{\beta_{p \max}} \bar{I}(\beta_p) d\beta_p \bigg/ \int_{\beta_{p \min}}^{\beta_{p \max}} \beta \bar{I}(\beta_p) d\beta_p = \frac{16}{3\lambda} \frac{a_3 - m_1 b a_4 + m_2 b^2 a_5}{a_2 - n_2 b^2 a_4 + n_3 b^3 a_5}, \quad (26)$$

где

$$b = \frac{2\pi}{\lambda} \beta_{p \min}.$$

Из соотношения (26) по трем значениям отношения интегралов при трех различных $\beta_{p \min}$ находим средние размеры частиц a_{32} , a_{42} и a_{52} . По ним наиболее точно определяем размер a_{32} . Выражение (26) представляет собой отношение величин световых потоков, проходящих соответственно через тонкую радиальную щель и сектор в диафрагме, установленной в фокальной плоскости собирающей линзы f (см. рис. 114), так как

$$\left. \begin{aligned} F_{\text{щ}} &= \int_{\Omega_{\text{щ}}} \bar{I}(\beta_p) d\omega = \frac{\delta}{f} \int_{\beta_{p \min}}^{\beta_{p \max}} \bar{I}(\beta_p) d\beta_p; \\ F_c &= \int_{\Omega_c} \bar{I}(\beta_p) d\omega = \gamma \int_{\beta_{p \min}}^{\beta_{p \max}} \beta_p \bar{I}(\beta_p) d\beta_p, \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

где $\Omega_{\text{щ}}$ — телесный угол щели ($d\omega = \frac{1}{f^2} \delta dR = \frac{\delta}{f} d\beta_p$ — фокусное расстояние линзы; δ — ширина щели; $R = \beta_p f$ — расстояние от оси b фокальной плоскости); Ω_c — телесный угол сектора ($d\omega = \frac{1}{f^2} \gamma R dR = \gamma \beta_p d\beta_p$; γ — угол сектора). Отсюда следует,

$$\int_{\beta_{p \min}}^{\beta_{p \max}} \bar{I}(\beta_p) d\beta_p \bigg/ \int_{\beta_{p \min}}^{\beta_{p \max}} \beta_p \bar{I}(\beta_p) d\beta_p = \frac{\gamma f}{\delta} \frac{F_{\text{щ}}}{F_c}. \quad (28)$$

За диафрагмой с щелями и секторами можно установить линзы, одновременно фокусирующие сигналы на два фотоприемника и, таким образом, получать мгновенные значения отношения (28) и величины a_{32} .

Также возможно использование поворотной диафрагмы с заменой щелей на секторы и последовательной регистрацией сигналов $F_{щ}$ и F_c на один фотоприемник. По этой системе можно получить большую точность измерений ввиду меньшего влияния смещения центра диафрагмы относительно оптической оси, если щели равномерно распределены по фокальной плоскости. Однако $F_{щ}$ и F_c измеряют в различные моменты времени, и при этом важна стабильность работы лазера.

В случае неподвижной диафрагмы точность совпадения ее оси с оптической осью должна быть значительно больше, а колебания источника света — не существенны. По мгновенным значениям $F_{щ}$ и F_c можно определять размеры отдельных капель при условии, что в измеряемый объем (освещаемый лучом света) попадает одновременно не более одной капли, т. е. возможно измерение функции распределения капель по размерам.

Правильность работы измерительной системы, как уже указывалось, можно проверить с помощью светового потока, рассеянного на точечных диафрагмах, диаметры которых легко определяют под микроскопом или по размерам дифракционных колец в фокальной плоскости.

Наконец, отметим, что по измеренным значениям среднего заутеровского диаметра капель нетрудно определить также и концентрацию жидкости в измеряемом объеме. Для этого достаточно знать ослабление интенсивности света вдоль оптической оси, поскольку

$$I(0)/I_0 = \exp\left(-\frac{3}{2} \frac{k_0 C_v L}{a_{32}}\right), \quad (29)$$

где k_0 — коэффициент ослабления, $k_0 = 2$ при $\rho \gg 1$; C_v — объемная концентрация жидкости; L — длина пути луча.

На длине L параметры аэрозоля постоянны. Для выполнения этого условия из исследуемого факела выделяют струю достаточно малого размера, используя отборные устройства, отражатели и др.

Оглавление

Основные условные обозначения	3
В в е д е н и е. Принципы действия и схемы распыливающих устройств	4
Список литературы	15
Часть I. ИСТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ ИЗ ФОРСУНОК	17
Глава 1. Струйные форсунки	17
§ 1. Коэффициент расхода	17
§ 2. Угол факела жидкости. Распределение распыленной жидкости в факеле	21
Список литературы	23
Глава 2. Центробежные форсунки	25
§ 3. Теория идеальной форсунки	25
§ 4. Принцип максимального расхода	32
§ 5. Влияние конструктивных факторов и вязкости жидкости на гидравлические характеристики форсунки	36
Условия течения на входе в камеру закручивания	37
Течение жидкости в камере закручивания	42
Течение жидкости в сопле форсунки	53
Течение жидкости в форсунке с большой длиной камеры закручивания и сопла	58
§ 6. Выбор рациональных размеров распылителя и расчет простых форсунок	65
§ 7. Распределение распыленной жидкости в факеле	72
Список литературы	79
Глава 3. Регулируемые центробежные форсунки	81
§ 8. Принципы создания регулируемых форсунок	81
§ 9. Двухсопловая форсунка	83
§ 10. Форсунка с плунжером	86
§ 11. Двухступенчатая форсунка	89
§ 12. Форсунка с перепуском топлива	96
Список литературы	100
Часть II. ОСНОВЫ ПРОЦЕССА РАСПЫЛИВАНИЯ ЖИДКОСТИ	102
Глава 4. Процессы образования и распада жидких струй и пленок	103
§ 13. Цилиндрические и щелевые сопла	103
§ 14. Соударяющиеся струи	113
§ 15. Центробежные форсунки	118
§ 16. Вращающиеся диски и барабаны	123
Список литературы	129

Глава 5. Теория распада струй, пленок и капель	131
§ 17. Устойчивость и распад цилиндрической пленки в газовой среде	134
§ 18. Влияние вязкости на колебание поверхности жидкости, обтекаемой газовым потоком	141
§ 19. Устойчивость пленки в колеблющемся газовом потоке	146
Список литературы	157
Глава 6. Дисперсность жидкостей, распыленных форсунками	158
§ 20. Характеристики мелкости распыливания	158
§ 21. Влияние параметров форсунок и среды на мелкость распыливания	164
§ 22. Дробление капли в газовом потоке	180
§ 23. Методы измерения мелкости распыливания	187
Список литературы	192
Приложения	195
Приложение 1. Точность изготовления центробежных форсунок	195
Приложение 2. Гидравлика центробежной форсунки при подаче перегретой жидкости	197
Приложение 3. Двухкомпонентные центробежные форсунки	199
Приложение 4. Определение дисперсности аэрозолей по измеренным интегральным характеристикам рассеянного света	202

ИБ № 451

Юрий Филиппович
ДИТЯКИН,

Лев Абрамович
КЛЯЧКО,

Борис Владимирович
НОВИКОВ,

Виктор Иванович
ЯГОДКИН

Распыливание жидкостей

Редактор издательства **З. М. Гребенюк**
Художественный редактор **Н. А. Парцевская**
Технический редактор **Л. А. Макарова**
Корректор **А. М. Усачева**
Переплет художника **Е. Г. Шубенцова**

Сдано в набор 6/ХІІ 1976 г. Подписано к печати 25/ІІ
1977 г. Т-02147 Формат 60×90/16 Бумага типографская
№ 1. Усл. печ. л. 13,0 Уч.-изд. л. 13,35 Тираж 6000 экз.
Заказ 1414 Цена 1 р. 06 к.

Издательство «Машиностроение»
107885, ГСП, Москва, 1-й Басманный пер., 3

Ленинградская типография № 6 Союзполиграфпрома
при Государственном комитете Совета Министров СССР
по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
193144, Ленинград, С-144, ул. Моисеенко, 10

ЗАМЕЧЕННЫЕ ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
60	12-я сверху	$\frac{\lambda_6}{4} \frac{\rho V_{ик}^2}{2}$	$-\frac{\lambda_6}{4} \frac{\rho_1 V_{ик}^2}{2}$
71	2-я »	$Re_{вх1}$	$Re'_{вх1}$
71	20-я »	$Re_{вх2}$	$Re'_{вх2}$
71	19-я снизу	$Re_{вх1}$	$Re'_{вх1}$
120	1-я »	$= - \int_{\varphi_1}^{\varphi_0}$	$= - \int_{\varphi_1}^{\varphi_0}$
129	3-я сверху	$\Pi_1 + \Pi_2$	$\Pi_1^* + \Pi_2^*$
202	Формула (21)	$\beta^k I$	$\beta_p^k \bar{I}$
202	» (22)	$= \bar{I}$	$= \bar{I}_0$
204	» (26)	β	β_p
204	5-я снизу	$= \frac{\delta}{f} d\beta_p - \text{фо-}$	$= \frac{\delta}{f} d\beta_p; f - \text{фо-}$

Поправка

На стр. 74 последние три строки к рис. 36 следует читать так:

а) $C_c = 0,83$; $K = 70\%$; б) $C_c = 1,06$; $K = 32\%$; в) $C_c = 1,62$; $K = 10\%$

1p. 0516.



BRITISH MUSEUM