ЭНЕРГИЯ
1972

М. Е. ДЕЙЧ
А. Е. ЗАРЯНКИН

ГАЗОДИНАМИКА ДИФФУЗОРОВ И ВЫХЛОПНЫХ ПАТРУБКОВ ТУРБОМАШИН

6П2.23
Д 27
УДК 621.4[illegible] 164.016.7
Д 278

ДЕЙЧ М. Е., ЗАРЯНКИН А. Е.

Д 27 Газодинамика диффузоров и выхлопных патрубков турбомашин, М., «Энергия», 1970.
384 с. с илл.

В книге излагаются некоторые задачи газовой ди[illegible]ики диффузоров и выхлопных патрубков с единых позиций теории [illegible]граничного слоя.

Приводятся методы расчетов, обобщенные экспериментальные данные и рекомендации по выбору различных параметров диффузоров.

Описываются новые эффективные конструкции выхлопных патрубков, такие, как патрубки с кососрезанными и эллиптическими диффузорами.

Книга рассчитана на работников конструкторских бюро и исследовательских лабораторий турбинных заводов, а также на студентов и аспирантов.

3-3-3
36-69

6П2.23

Михаил Ефимович Дейч, Аркадий Ефимович Зарянкин

Газодинамика диффузоров и выхлопных патрубков турбомашин

Редактор *Г. Г. Кацнельсон*

Переплет художника *В. И. Карпова*

Технический редактор *О. Д. Кузнецова*

Корректор *И. А. Володяева*

Сдано в набор 10/XII 1969 г. Подписано к печати 20/V 1970 г. Т-06368
Формат 84×108¹/₃₂ Бумага типографская № 2
Усл. печ. л. 20,16 Уч.-изд. л. 21,71
Тираж 3 000 экз. Цена 1 р. 29 к. Зак. 2570

Издательство „Энергия". Москва, Ж-114, Шлюзовая наб., 10.

Московская типография № 10 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР.
Шлюзовая наб., 10.

403—1

Предисловие

В последние годы заметно повысился интерес к исследованию диффузоров и диффузорных каналов, что в значительной степени стимулируется использованием этих элементов в турбомашинах, эжекторах, авиационной технике, МГД-генераторах и т. п.

Предлагаемая читателю книга написана по результатам исследований диффузоров в аэродинамической лаборатории кафедры «Паровые и газовые турбины» Московского энергетического института, которые были ориентированы в первую очередь на решение задач, связанных с применением диффузоров в турбомашинах. Вместе с тем при рассмотрении характеристик различных диффузорных элементов широко использовались опубликованные опытные материалы, полученные в других организациях.

Книга состоит из семи глав. Первая глава посвящена общим вопросам теории пограничного слоя и носит справочный характер. Понятия, изложенные в этой главе, используются в следующих главах. Читатель, знакомый с теорией пограничного слоя, может сразу переходить ко второй главе, где рассматриваются энергетические характеристики диффузоров, существующие методы их расчета и коэффициенты, используемые при сравнении характеристик.

Третья глава касается вопросов, связанных с течением жидкости в конических диффузорах. На основании многочисленных экспери-

ментальных данных подробно исследуется роль геометрических и режимных параметров. Детальное исследование течения в конических диффузорах позволило выяснить характер изменения интегральных толщин пограничного слоя вдоль образующей поверхности и получить базовые экспериментальные значения внутренних потерь. Подробный анализ расчетных методов определения энергетических характеристик приводит к выводу, что для безотрывных течений наиболее точными и физически обоснованными являются методы, основанные на характеристиках пограничного слоя. Для максимального упрощения расчетов приводятся номограммы, существенно уменьшающие объем вычислительной работы. В этой же главе отмечаются некоторые особенности расчета потерь при внезапном расширении потока.

Четвертая глава посвящена исследованию течения в околозвуковых и сверхзвуковых диффузорах. Особое внимание уделено околозвуковым диффузорам. Выдвинута и экспериментально подтверждена гипотеза, объясняющая кризис потерь в диффузорах при $M \longrightarrow 1$ частичным или полным вырождением турбулентности на входе.

В пятой главе приводятся результаты экспериментального исследования кольцевых диффузоров с прямолинейными образующими и дается анализ влияния важнейших геометрических параметров на их экономичность. Большое место в главе занимают теоретический расчет диффузоров по характеристикам пограничного слоя, а также расчет по эквивалентным углам и экспериментальным номограммам.

В шестой главе рассматриваются вопросы, связанные с течением в плоских и кольцевых криволинейных диффузорах. Здесь основное внимание уделено рассмотрению физической картины течения в таких каналах.

Последняя, седьмая, глава посвящена течению в выхлопных патрубках турбомашин,

403—13

где сделана попытка обобщить опыт работы авторов в указанном направлении. С этой целью рассматриваются, как правило, исходные варианты и показаны пути, позволяющие при соблюдении конструктивных требований снизить величину потерь энергии. Важным моментом является исследование патрубков совместно с вращающейся ступенью на перегретом и влажном паре.

Для облегчения практических расчетов в приложении к книге помещены вспомогательные номограммы, позволяющие определить интегральные характеристики пограничного слоя в выходных сечениях конических, кольцевых и осерадиальных диффузорах, а также большой фактический материал по испытанным диффузорам.

Таким образом, в книге предпринята попытка на основе экспериментальных и теоретических исследований последовательно описать физические процессы в простых и сложных диффузорных каналах и определить их характеристики в широком диапазоне режимных и геометрических параметров.

Следует еще раз подчеркнуть, что авторы пытались решить поставленные задачи с единых позиций, основанных на теории и методах пограничного слоя и физическом аппарате газодинамики.

Глава 4 и § 6-1 и 6-2 написаны М. Е. Дейчем. Им же осуществлено общее редактирование монографии. А. Е. Зарянкиным написан остальной текст книги. Совместно авторами составлены предисловие и § 2-2, 3-2, 7-2 и 7-3. § 4-5 написан М. Е. Дейчем совместно с Г. Г. Кацнельсоном.

В заключение отметим, что книга затрагивает только ряд частных вопросов и является одной из немногочисленных попыток [Л. 16, 34, 55] обобщить имеющиеся опытные данные по диффузорным каналам. При рассмотрении ряда вопросов и выводе расчетных соотношений авторы пытались максимально упростить

конечные результаты, имея в виду прикладную направленность монографии.

Естественно, что трактовка некоторых разделов может оказаться дискуссионной, и авторы с благодарностью примут возможные замечания.

Считаем своим приятным долгом указать, что в книге использованы экспериментальные данные, полученные под руководством авторов сотрудниками лаборатории кафедры «Паровые и газовые турбины» МЭИ кандидатами техн. наук Л. Г. Головиной, М. Ф. Зацепиным, Л. Я. Лазаревым, Р. К. Д. Шах, инж. Л. М. Дыскиным и старш. инж. В. В. Этт.

Кроме того, большую практическую помощь в непосредственной работе над книгой оказали канд. техн. наук В. С. Елизаров и доктора техн. наук А. Н. Шерстюк и А. С. Гиневский, чьи замечания существенным образом повлияли на окончательную редакцию книги.

Всем упомянутым товарищам, а также техническому персоналу кафедры ПГТ авторы приносят искреннюю благодарность.

ГЛАВА ПЕРВАЯ

ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

1-1. Основные определения и соотношения для пограничного слоя

При течении вязкой жидкости вблизи твердой поверхности вся область течения в случае преобладающего влияния инерционных сил над силами вязкости (при больших числах Рейнольдса Re) условно делится на две зоны: зону квазипотенциального течения и зону вихревого движения жидкости, где отчетливо проявляется действие вязких сил. Последнюю область принято называть пограничным слоем.

В пределах пограничного слоя могут иметь место два режима течения — л а м и н а р н ы й и т у р б у л е н т н ы й. Расчет пограничного слоя в большинстве случаев основывается на использовании интегрального уравнения количества движения (уравнения Кармана). При выводе этого уравнения обычно считают, что в случае турбулентного режима течения в пограничном слое во внешнем потоке турбулентные пульсации невелики и, следовательно, «турбулентные» напряжения, вызванные пульсациями скорости, можно не принимать во внимание. Однако если пограничный слой развивается в условиях сильной внешней турбулентности, величина этих дополнительных напряжений оказывается заметной и, строго говоря, их необходимо учитывать.

Учет влияния «турбулентных» напряжений в квазипотенциальном течении был осуществлен В. А. Врублевской [Л. 13, 14]. Преобразованное уравнение импульсов турбулентного пограничного слоя может быть записано в следующем виде:

$$(1+b\varepsilon^2)\frac{d\delta^{**}}{dx}+\frac{dc_1}{dx}\cdot\frac{\delta^{**}}{u_1}(2+H-M_1^2)=\frac{\tau_w}{\rho_1 c_1^2}-\psi\xi\varepsilon^2, \qquad (1\text{-}1)$$

где ε — степень турбулентности внешнего потока; c_1, ρ_1 — скорость и плотность на внешней границе пограничного слоя; τ_w — напряжение трения на стенке; ξ — отношение поперечных и продольных пульсационных амплитуд; δ^{**} — толщина потери импульса; δ^* — толщина вытеснения; $H=\delta^*/\delta^{**}$; $b=a\delta/\delta^{**}$; δ — толщина пограничного слоя; a — коэффициент затухания продольных пульсаций в пограничном слое; ψ — коэффициент корреляции между продольной и поперечной пульсациями скорости.

Если не учитывать турбулентные напряжения на внешней границе пограничного слоя, выражение (1-1) переходит в известное уравнение импульсов Кармана:

$$\frac{d\delta^{**}}{dx}+\frac{dc_1}{dx}\cdot\frac{\delta^{**}}{c_1}(2+H-M_1^2)=\frac{\tau_w}{\rho_1 c_1^2}, \tag{1-2}$$

справедливое как для ламинарного, так и для турбулентного режимов течения в пограничном слое.

Входящие в уравнение (1-2) интегральные толщины пограничного слоя легко определяются при известном профиле скорости по следующим соотношениям:

а) толщина вытеснения

$$\delta^*=\int_0^{\delta}\left(1-\frac{\rho c}{\rho_1 c_1}\right)dy; \tag{1-3}$$

б) толщина потери импульса

$$\delta^{**}=\int_0^{\delta}\frac{\rho c}{\rho_1 c_1}\left(1-\frac{c}{c_1}\right)dy; \tag{1-4}$$

в) толщина потери энергии

$$\delta^{***}=\int_0^{\delta}\frac{\rho c}{\rho_1 c_1}\left(1-\frac{c^2}{c_1^2}\right)dy. \tag{1-5}$$

Умножив δ^* на $\rho_1 c_1$, δ^{**} на $\rho_1 c_1^2$ и δ^{***} на $\rho_1 c_1^3$, получим потерянную массу, потерянное количество движения и потерянную энергию в пограничном слое на единице длины поперечного сечения, а при умножении на периметр — полную потерю указанных величин в данном сечении пограничного слоя.

Прежде чем непосредственно перейти к выводу расчетных формул, рассмотрим условия существования ламинарного и турбулентного режимов течения в пограничном слое при положительном градиенте давления.

1-2. Условия перехода ламинарного слоя в турбулентный

Хорошо известно, что при определенных условиях ламинарный режим течения переходит в турбулентный.

Основной метод исследования устойчивости ламинарного течения состоит в том, что на рассматриваемое движение накладываются дополнительные малые возмущения и анализируется течение при наличии этих возмущений. Если течение устойчиво, то со временем возмущения затухают и никаких качественных изменений не наблюдается. Наоборот, при неустойчивом течении возмущения растут и происходит переход к новому режиму — турбулентному.

Сложность указанного анализа применительно к течению в пограничном слое состоит в том, что проявление неустойчивости зави-

сит от характера налагаемых возмущений, т. е. от их амплитуды и частоты. Если, например, при малой частоте возмущений движение устойчиво, то с ростом частоты вполне может произойти потеря устойчивости. Указанное обстоятельство привело к тому, что до настоящего времени чисто теоретические решения вопроса об устойчивости ламинарного течения в пограничном слое не получили заметного распространения и в большинстве случаев используются опытные данные.

На основании этих данных считается, что начало потери устойчивости определяется критическим числом Рейнольдса $Re_{кр}$, величина которого зависит от ряда факторов. Наиболее существенные из них следующие: состояние поверхности обтекаемого тела, степень турбулентности набегающего потока и форма профиля скорости в пограничном слое.

Указанные факторы достаточно полно характеризуются пятью параметрами [Л. 72]:

1) степенью турбулентности на внешней границе пограничного слоя ε;

2) относительным „масштабом“ турбулентности l/δ^{**}, где $l=\int_0^{\delta}\psi_y\,dy$, а ψ_y — коэффициент корреляции между пульсациями в двух точках, взятых на одном перпендикуляре к направлению скорости основного потока;

3) относительной шероховатостью поверхности k/δ^{**} (k — средняя высота бугорков шероховатости);

4) относительной длиной волны шероховатости l_1/δ^{**} (l_1 — среднее расстояние между бугорками шероховатости);

5) форм-параметром $f=\frac{dc_1}{dx}\cdot\frac{\delta^{**2}}{\nu}$.

Нетрудно видеть, что первые два параметра характеризуют турбулентность, следующие два — состояние поверхности и последний — градиент скорости и форму профиля скорости в пограничном слое, зависящую в основном от градиента скорости во внешнем потоке.

Используя для определения числа Рейнольдса в качестве характерного размера толщину потери импульса δ^{**}, запишем функциональную зависимость для его критического значения, определяющего потерю устойчивости ламинарного пограничного слоя:

$$Re^{**}_{кр}=F\left(\frac{k}{\delta^{**}},\ \frac{l}{\delta^{**}},\ \frac{l_1}{\delta^{**}},\ \varepsilon,\ f\right). \tag{1-6}$$

Если принять, что причиной неустойчивости ламинарного течения являются некоторые возмущения, наложенные на основное течение, то применительно к пограничному слою можно указать на два источника таких возмущений и в соответствии с этим рассматривать два случая возникновения турбулентности. Действительно, на слой жидкости, расположенный непосредственно у стенки, действуют с одной стороны возмущения, связанные с микросрывами потока с бугорков шероховатости, а с другой — возмущения, обусловленные турбулентностью внешнего потока.

Для случая потери устойчивости только под действием турбулентности внешнего потока либо только под действием шероховатости А. П. Мельниковым [Л. 72] получены следующие формулы:

$$\mathrm{Re}^{**}_{кр} = 0{,}3\,\frac{(0{,}085+f)^{2/3}}{e^{5/3}} + 225; \qquad (1\text{-}7)$$

$$\mathrm{Re}^{**}_{кр} = 6\,\frac{(0{,}085+f)^{2/3}}{(k/\delta^{**})^{5/3}} + 225, \qquad (1\text{-}8)$$

использование которых дает возможность в первом приближении оценить порядок критического числа Рейнольдса. Для этого, очевидно, необходимо на одном графике построить кривые изменения числа Re** по длине рассматриваемой поверхности и кривые, определяемые формулами (1-7) и (1-8). Тогда точки пересечения кривой $\mathrm{Re}^{**}=f_1(\bar{x})$ с кривыми $\mathrm{Re}_{кр}{}^{**}=f_2(\bar{x})$ определят значения критических чисел Рейнольдса, наименьшее из которых соответствует положению точки потери устойчивости ламинарным пограничным слоем.

Характер изменения указанных кривых вдоль диффузорного канала при падении скорости в нем по закону $\frac{c_1}{c_{1макс}} = \frac{1}{1+0{,}3x}$ показан на рис. 1-1. Точки пересечения *a* и *b* кривой *3* с кривыми *1* и *2* дают значения критических чисел Рейнольдса и координаты точек потери устойчивости слоя. Меньшее значение $\mathrm{Re}^{**}_{кр}$ соответствует пересечению кривой *3* с кривой *1*. Следовательно, в данном случае потеря устойчивости вызвана возмущениями, связанными с турбулентностью внешнего потока.

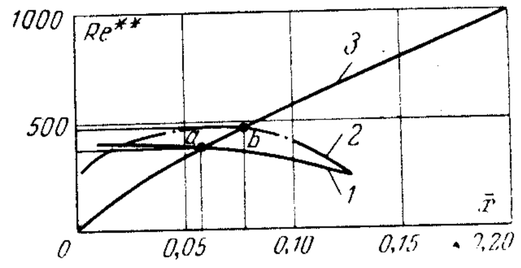


Рис. 1-1. К расчету точки перехода ламинарного течения в турбулентное. *1* — расчет $\mathrm{Re}^{**}_{кр}$ по формуле (1-7); *2* — расчет $\mathrm{Re}^{**}_{кр}$ по формуле (1-8); *3* — изменение числа Re** в диффузорном канале.

Заметим, что в б[ольшинстве] случаев даже н[езначительной] шероховат[ости] $\mathrm{Re}^{**}_{кр}$ в диффузорах выходных патрубков турбомашин определяется формулой (1-7), так как для потока, покидающего последние ступени турбомашин, характерна высокая степень турбулентности. В других случаях, связанных с применением диффузоров, для восстановления кинетической энергии потока стремятся, как правило, иметь минимальную шероховатость, что также приводит к необходимости при расчетах пользоваться формулой (1-7).

Процесс перехода ламинарного слоя в турбулентный, как показывают опыты, происходит не мгновенно, и имеется некоторая переходная область, размеры которой существенно зависят от продольного градиента скорости, степени турбулентности внешнего потока и формы профиля скорости в начале переходной зоны [Л. 25].

При степенях турбулентности 2—3% размеры переходной области обычно невелики и для ее расчета достаточно знать протяжен-

ность этой области $\bar{S}=S/L$ и возрастание в ней толщины потери импульса $r^{**}=\delta^{**}_к/\delta^{**}_н$, где L — длина рассматриваемой поверхности; $\delta^{**}_к$ и $\delta^{**}_н$ — толщины потери импульса в конце и начале переходной зоны.

Обе введенные величины зависят в основном от форм-параметра f, характеризующего форму профиля скорости в начале перехо-

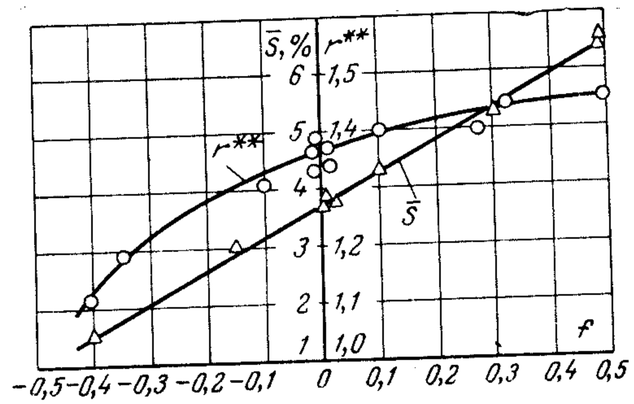


Рис. 1-2. Протяженность переходной зоны и величина относительного увеличения толщины вытеснения в этой зоне в зависимости от форм-параметра f.

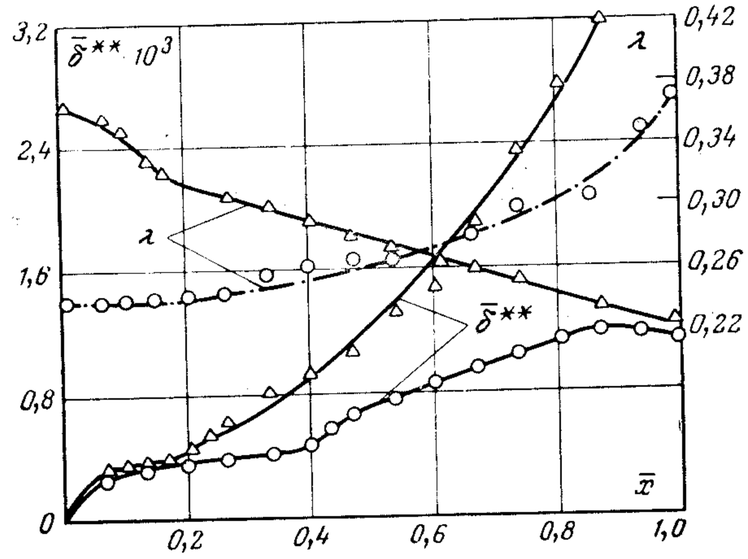


Рис. 1-3. Изменения толщины потери импульса в диффузорном и конфузорном каналах.

да. Указанные зависимости, приведенные на рис. 1-2, показывают, что в диффузорных областях величины $\bar{S}$ и r^{**} заметно падают.

Для иллюстрации сказанного на рис. 1-3 даны кривые изменения толщины потери импульса на криволинейной стенке при конфузорном и диффузорном течениях. Область перехода довольно четко фиксируется по изменению угла наклона кривых $\bar{\delta}^{**}=f(\bar{x})$.

Если при конфузорном течении переход начинается при $\bar{x}=0{,}4$, занимает примерно 6% общей длины стенки и величина r^{**} в переходной области составляет около 1,45, то при диффузорном течении потеря устойчивости наступает уже при $\bar{x}=0{,}18$ и сама область на кривой $\bar{\delta}^{**}=f(\bar{x})$ занимает 1—2% L. Отсутствие в этом случае роста величины r^{**} объясняется тем, что в процессе перестройки профиля в переходной зоне происходит, с одной стороны, рост физической толщины слоя δ, а с другой — увеличивается его полнота. Если первый фактор вызывает увеличение толщины потери импульса δ^{**}, то второй, наоборот, приводит к ее уменьшению. В диффузорных областях из-за малой полноты исходного профиля скорости в ламинарном слое происходит столь интенсивное увеличение его полноты, что влияние на δ^{**} увеличения физической толщины δ полностью компенсируется и величина r^{**} оказывается близкой к единице. При конфузорном течении в результате перехода основное значение имеет увеличение толщины δ, так как исходный профиль здесь достаточно полный и его деформация в этом направлении незначительна, что и приводит в конечном счете к заметному росту величины r^{**}.

Таким образом, при диффузорном течении без большой погрешности можно считать, что переход происходит практически в точке, и при расчете пограничного слоя ограничиться для переходной зоны только определением положения точки потери устойчивости ламинарным слоем.

При положительных градиентах давления в качестве первого приближения для оценки переходной области можно рекомендовать кривые на рис. 1-2 или эмпирические формулы для протяженности зоны перехода и роста в ней толщины потери импульса:

$$\bar{S}=\left(\frac{10^6}{\mathrm{Re}}\right)^{0,15}(3{,}7\div 5{,}5)\,f,\ \%; \tag{1-9}$$

$$r^{**}|=[(7+100f)^{0,12+0,5f}+0{,}12M],\ \%. \tag{1-10}$$

Учитывая, однако, что при больших положительных градиентах давления и высоких степенях внешней турбулентности протяженность ламинарного участка незначительна (на рис. 1-1, например, при степени турбулентности порядка 1,5% и умеренном положительном градиенте давления $\bar{L}_л=0{,}06$), можно в большинстве случаев считать течение в пограничных слоях диффузоров турбулентным на всей длине. По этой причине остановимся только на расчете турбулентного пограничного слоя [1].

1-3. Расчет турбулентного пограничного слоя

Расчет пограничного слоя предусматривает обычно определение его толщин $\delta, \delta^*, \delta^{**}, \delta^{***}$ и коэффициента сопротивления $c_f=\tau_w/\rho c_1^2$ вдоль обтекаемой поверхости. Следовательно, для расчета необходимо иметь ряд соотношений, связывающих указанные величины. При этом в качестве основного уравнения наиболее часто используется интегральное соотношение Кармана (1-2), которое для несжимаемой жидкости несколько упрощается:

$$\frac{d\delta^{**}}{dx}+\frac{dc_1}{dx}\cdot\frac{\delta^{**}}{c_1}(2+H)=c_f. \tag{1-11}$$

Считая скорость на внешней границе пограничного слоя заданной, видим, что уравнение (1-11) связывает три неизвестные величины: δ^{**}, H и c_f и для его решения необходимо иметь еще два уравнения. Наиболее часто в качестве таких уравнений используют различного рода эмпирические соотношения, позволяющие получить замкнутую систему уравнений. Однако прежде чем использовать опытные данные, установим, исходя из теории размерности, структурный характер недостающих зависимостей.

В общем случае напряжение трения на стенке в несжимаемой жидкости τ_w определяется скоростью на внешней границе пограничного слоя c_1; ее производными c'_1, c''_1, c'''_1 и т. д.; характерным размером, за который можно принять любую толщину пограничного слоя (например, δ^{**}); коэффициентом кинематической вязкости ν и плотностью ρ.

Следовательно,

$$\tau_w=\varphi(c_1;\ c'_1;\ c''_2\ldots;\ \rho;\ \delta^{**};\ \nu). \tag{1-12}$$

Используя в качестве основных размерности скорости, плотности и длины, представим (1-12) в следующем безразмерном виде:

$$c_f=\varphi\left(\mathrm{Re}^{**};\ \frac{c'_1\delta^{**}}{c_1};\ \frac{c''_1\delta^{**2}}{c_1};\ldots\right). \tag{1-13}$$

Здесь

$$\mathrm{Re}^{**}=c_1\delta^{**}/\nu.$$

Ограничимся в выражении (1-13) только первой производной скорости и разложим его в ряд по параметру $c'_1\delta^{**}/c_1$:

$$c_f=\psi_0(\mathrm{Re}^{**})+\psi_1(\mathrm{Re}^{**})\frac{c'_1\delta^{**}}{e_1}+\psi_2(\mathrm{Re}^{**})\left(\frac{c'_1\delta^{**}}{c_1}\right)^2+\ldots \tag{1-14}$$

При $dc_1/dx=0$ уравнение (1-14) должно определять коэффициент сопротивления плоской пластины. Отсюда

$$c_{f0}=\psi_0(\mathrm{Re}^{**}). \tag{1-15}$$

Согласно опытным данным независимо от режима течения в пограничном слое для пластины [Л. 25, 69, 71]

$$c_{f0}=\frac{\zeta_0}{\mathrm{Re}^{**m}}, \tag{1-16}$$

где ζ_0 и показатель m — постоянные, равные соответственно $\zeta_0=0{,}22$, $m=1$ для ламинарного течения и $\zeta_0=0{,}0125$, $m=0{,}25$ для турбулентного течения.

Разложив функцию $\psi_1(\mathrm{Re}^{**})$ в ряд по параметру $1/\mathrm{Re}^{**}$ и ограничиваясь линейными членами, представим (1-14) в следующем виде:

$$c_f=\frac{\zeta_0}{\mathrm{Re}^{**m}}\left(1+a\,\mathrm{Re}^{**m}\frac{c'_1\delta^{**}}{c_1}\right). \tag{1-17}$$

[1] Методы расчета ламинарного пограничного слоя подробно изложены в монографии Л. Г. Лойцянского «Ламинарный пограничный слой», Физматгиз, 1962.

Здесь коэффициент a — некоторая постоянная, а комплекс $\mathrm{Re}^{**m}\frac{c'_1\delta^{**}}{c_1}$ представляет собой для турбулентного слоя параметр Бури Г, переходящий при $m=1$, т. е. для ламинарного слоя, в форм-параметр Л. Г. Лойцянского.

Таким образом, для турбулентного пограничного слоя

$$c_f = \frac{1}{\mathrm{Re}^{**m}}(\zeta_0 + a_0\Gamma) = \frac{\zeta(\Gamma)}{\mathrm{Re}^{**m}}. \qquad (1\text{-}18)$$

Аналогичным образом можно показать, что величина H, входящая в уравнение (1-11), также является функцией параметра Г, т. е.

$$H = H(\Gamma). \qquad (1\text{-}19)$$

Функциональные соотношения (1-18) и (1-19) позволяют получить из уравнения (1-11) дифференциальное соотношение относительно параметра Г в следующем виде:

$$\frac{d\Gamma}{dx} = \Gamma\frac{c''_1}{c'_1} + F(\Gamma)\frac{c'_1}{c_1}, \qquad (1\text{-}20)$$

где

$$F(\Gamma) = (m+1)\zeta_0 + [1 + (m+1)(1{,}8 + H - a_0)]. \qquad (1\text{-}21)$$

Уравнение (1-20) является обыкновенным дифференциальным уравнением и допускает интегрирование в квадратурах, если функция $F(\Gamma)$ может быть аппроксимирована прямой линией. Из выражения (1-21) следует, что такая аппроксимация возможна только для случая $H=\mathrm{const}$. Тогда интегрирование уравнения (1-20) приводит к простой квадратуре:

$$\Gamma = \frac{a_1}{c_1{}^b}\cdot\frac{dc_1}{dx}\int_{x_0}^{x} c_1{}^{b-1}\,dx + \Gamma_0, \qquad (1\text{-}22)$$

где Γ_0 — значение параметра Бури при $x=x_0$.

Если расчет начинается от $x=0$ и в этой точке толщина слоя равняется нулю, то $\Gamma_0=0$:

$$a_1 = (m+1)\zeta_0;\ b = 1 + (m+1)(1{,}8 + H - a_0). \qquad (1\text{-}23)$$

Приближенный характер рассмотренного решения очевиден. Однако для практических расчетов в области малых положительных градиентов давления точность расчетов оказывается вполне приемлемой. Более того, основываясь на соотношениях (1-18) и (1-19), можно построить достаточно точные решения и в сильно диффузорных областях.

Действительно, зависимость коэффициента сопротивления от параметра Г в некоторой области изменений величины Г всегда может быть аппроксимирована линейной функцией вида (1-18). Тогда, принимая в этой области среднее значение для величины H, можно построить решения, аналогичные решению (1-22).

Следовательно, в области больших положительных градиентов давления непрерывное решение заменяется кусочно-гладкими решениями и расчетное соотношение принимает вид:

$$\Gamma = \sum_{i=1}^{z} a_i\frac{c'_1}{c_1^{b_i}}\int_{x_i}^{x_{i+1}} c_1{}^{b_i-1}\,dx, \qquad (1\text{-}24)$$

где z — число участков расчета, на которые разбивается вся обтекаемая поверхность; при $z=1$ формула (1-24) переходит в выражение (1-22).

Если известны коэффициенты a_i и b_i, расчет по формуле (1-24) не представляет серьезных затруднений и для заданного закона изменения скорости $c_1=c_1(x)$ может быть проведен сравнительно быстро. При этом удобно все расчеты вести в относительных величинах, выбрав в качестве масштаба скорости ее максимальное значение $c_{1\text{макс}}$, а для масштаба длин — длину обтекаемой поверхности L. Тогда расчетная формула (1-24) примет вид:

$$\Gamma = \sum_{i=1}^{z}\frac{a_i}{\bar{c}_1^{b_i}}\cdot\frac{d\bar{c}_1}{d\bar{x}}\int_{\bar{x}_i}^{\bar{x}_{i+1}}\bar{c}_1{}^{b_i-1}\,d\bar{x}. \qquad (1\text{-}25)$$

Зная величину Г, можно легко получить значение безразмерной толщины потери импульса, так как

$$\bar{\delta}^{**} = \frac{\delta^{**}}{L} = \left(\frac{\Gamma\bar{c}_1^{1-m}}{\mathrm{Re}_L^m\,\bar{c}'_1}\right)^{\frac{1}{m+1}}. \qquad (1\text{-}26)$$

Из формулы (1-25) следует, что при вычислении параметра Г достаточная точность может быть получена только при аналитическом задании функции $\bar{c}_1(\bar{x})$. При ее графическом представлении точность вычисления производной скорости обычно невелика. Однако это обстоятельство не сказывается на вычислении толщины потери импульса, так как для ее определения знания производной скорости не требуется.

Подставив в (1-26) значение параметра Г из (1-25), получим для прямого расчета толщины потери импульса следующее выражение:

$$\bar{\delta}^{**} = \left[\frac{1}{\mathrm{Re}_L^m\,\bar{c}_1^m}\sum_{i=1}^{z}\frac{a_i}{\bar{c}_1^{b_i-1}}\int_{\bar{x}_i}^{\bar{x}_{i+1}}\bar{c}_1{}^{b_i-1}\,d\bar{x}\right]^{\frac{1}{m+1}}. \qquad (1\text{-}27)$$

Используя далее зависимость $H(\Gamma)$, можно определить толщину вытеснения и по формуле (1-18) на каждом участке рассчитать местный коэффициент сопротивления.

Таким образом, при известных значениях коэффициентов a_i, b_i и m принципиально можно провести полный теоретический расчет пограничного слоя. Правда, для определения этих коэффициентов необходимо воспользоваться опытными данными.

1-4. Некоторые результаты исследования и расчета пограничного слоя при диффузорных течениях

В предыдущем параграфе отмечено, что конкретный вид зависимостей (1-18) и (1-19), положенных в основу расчета пограничного слоя, определяется на основании опытных данных. При этом в качестве исходного опытного материала используются профили скорости в пограничном слое. Если при конфузорном, безградиентном и слабо диффузорном течениях эти профили могут быть удовле-

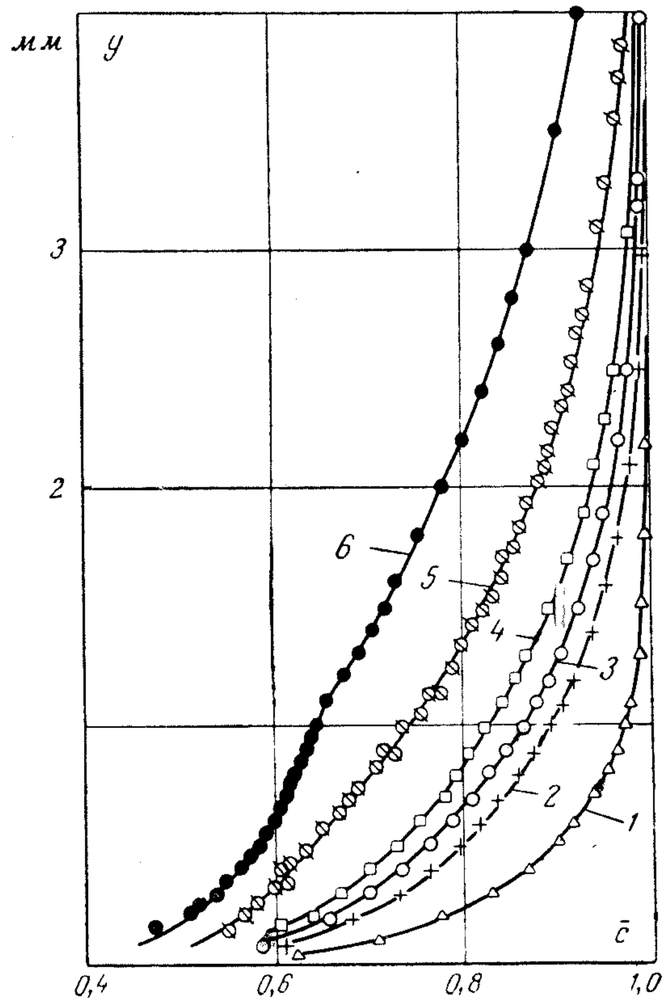


Рис. 1-4. Влияние градиента давления на профили скорости.

творительно аппроксимированы различного рода полиномами, то при больших положительных градиентах давления такая аппроксимация крайне затруднена. Для примера на рис. 1-4 приведены шесть профилей скорости, полученные на плоской стенке при различных внешних градиентах давления в плоском канале.

Профили *1* и *2* соответствуют конфузорному течению с углами $\alpha = -4°$ и $1°30'$. Профиль *3* соответствует безградиентному течению,

а профили *4*, *5* и *6* получены в диффузорном канале с углом раскрытия α, равным соответственно $1°$, $2°40'$ и $4°30'$.

Если в первых четырех случаях имеет место плавное изменение скорости поперек пограничного слоя, то на кривых *5* и *6* отчетливо заметны появление характерных перегибов и немонотонный характер всего профиля скорости.

Для плавно изменяющихся профилей соответствующим выбором переменного масштаба по оси y в большинстве случаев удается получить некоторое универсальное или близкое к универсальному распределение. В качестве масштабного множителя наиболее часто используется физическая толщина слоя δ, позволяющая представить семейство профилей зависимостью вида:

$$\frac{c}{c_1} = f\left(\frac{y}{\delta}\right). \qquad (1\text{-}28)$$

Однако в диффузорных областях универсальность зависимости (1-28) нарушается.

Сказанное наглядно подтверждается кривыми на рис. 1-5, где рассмотренные выше профили перестроены в координатах $\bar{c} = c/c_1$; $\bar{y} = y/\delta$. Если первые четыре профиля ложатся примерно на одну кривую, то профили *5* и *6* универсальной зависимости не подчиняются. В этом случае исследование пограничного слоя существенно затрудняется.

Сравнивая профили, приведенные на рис. 1-4, следует отметить, что при переходе от конфузорного течения к диффузорному увеличивается физическая толщина пограничного слоя и заметно уменьшается полнота профиля. Оба эти фактора, как нетрудно видеть из выражений (1-3) и (1-4), приводят к увеличению интегральных толщин пограничного слоя δ^* и δ^{**}, но интенсивность роста этих величин в диффузорных областях различна.

Рассматривая подынтегральную функцию в выражении для толщины вытеснения δ^*, легко заметить, что эта функция непрерывно увеличивается пропорционально уменьшению полноты профиля, а следовательно, в диффузорной области происходит заметное возрастание и величины δ^*.

Несколько более сложным оказывается изменение подынтегральной функции в выражении для толщины потери импульса:

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{\rho c}{\rho_1 c_1}\left(1 - \frac{c}{c_1}\right) dy = \int_0^{\delta} \frac{\rho c}{\rho_1 c_1}\varphi(y)\, dy.$$

Здесь с уменьшением полноты профиля тоже имеет место возрастание функции $\varphi(y)$. Однако этот рост замедляется множителем $\rho c/\rho_1 c_1$, стоящим перед скобкой, и при сильной деформации профиля снижает интенсивность роста толщины потери импульса в диффузорной области. В этом отношении интересна кривая, приведенная на рис. 1-6, где в зависимости от параметра Бури Γ нанесены значения толщины вытеснения δ^{**}, отнесенные к соответствующим толщинам при безградиентном течении δ^{**}_0. Если в зоне небольших градиентов ($\Gamma = \pm 0{,}01$) интенсивность увеличения толщины вытеснения весьма значительна, то при $\Gamma > |0{,}01|$ этот рост замедляется, а при $\Gamma \leqslant -0{,}03$ и $\Gamma \geqslant +0{,}02$ отношение $\delta^{**}/\delta^{**}_0$ стремится к некоторому пределу, близкому к 3, в диффузорной области

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
БИБЛИОТЕКА МОСК. ЭНЕРГ. ИНСТИТУТА
ИНВ. № 123222 10

и равному 0,4 в конфузорной области. Эти данные весьма характерны и свидетельствуют о том, что в диффузорных областях возрастание толщины потери импульса ограничено. В дальнейшем мы используем этот экспериментальный факт, вытекающий из самого определения величины δ^{**}.

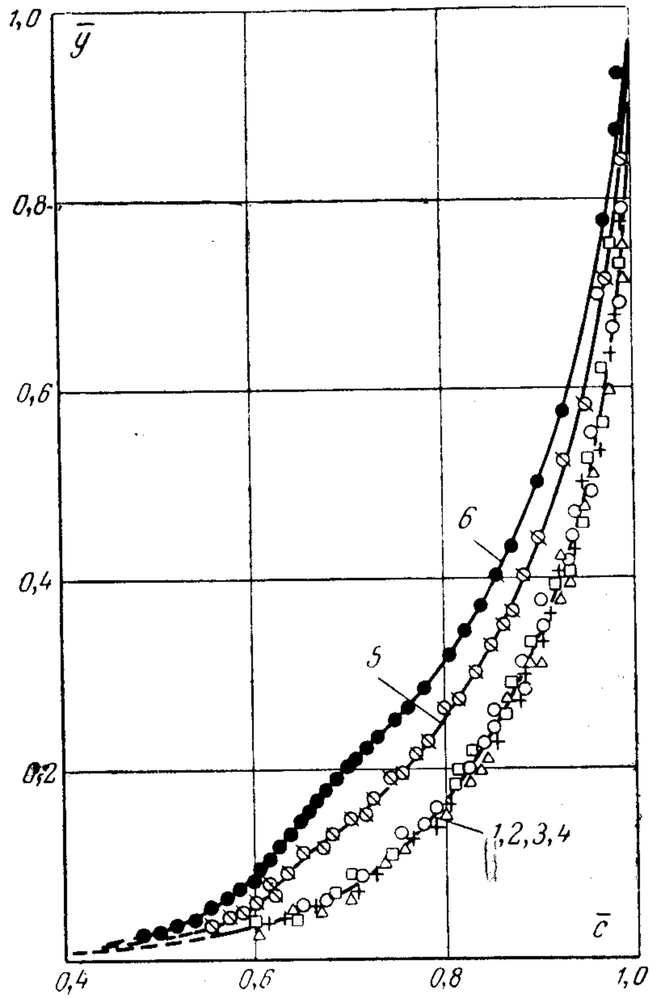


Рис. 1-5. Профили скорости при различных градиентах давления в относительных координатах.

Анализируя поведение толщины потери энергии, следует отметить, что подынтегральная функция в выражении (1-5) по структуре близка к функции $\varphi(y)$ в уравнении для толщины потери импульса. Однако поскольку в это выражение входит отношение квадратов скоростей, интенсивность возрастания толщины δ^{***} с уменьшением полноты профиля будет еще меньше, чем для толщины δ^{**}.

После сделанных замечаний можно довольно точно предсказать характер изменения величин $H=\delta^*/\delta^{**}$ и $H^*=\delta^{***}/\delta^{**}$ с изменением градиента давления.

Действительно, при малых градиентах давления интенсивностм увеличения толщин δ^* и δ^{**} определяется в основном одним и тем же членом, равным $1-\frac{c}{c_1}$. Следовательно, здесь следует ожидать незначительного возрастания параметра H. В области больших градиентов давления, как уже отмечалось, рост толщины вытеснения

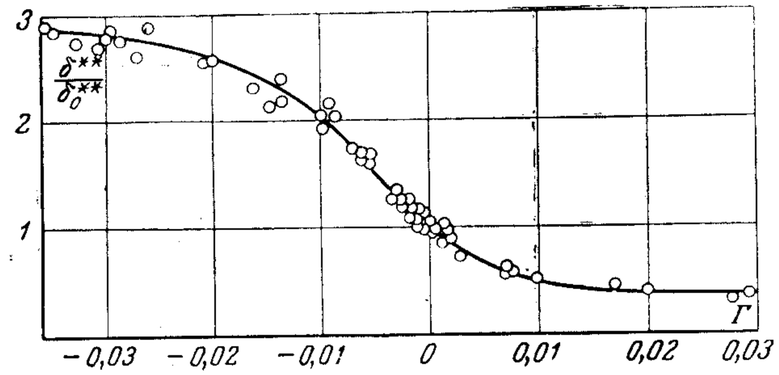


Рис. 1-6. Влияние градиента давления на относительную толщину потери импульса.

заметно опережает рост толщины потери импульса, в результате чего величина H должна изменяться наиболее интенсивно. Такой характер зависимости $\bar{H}(\Gamma)$ хорошо подтверждается результатами экспериментов различных авторов (рис. 1-7).

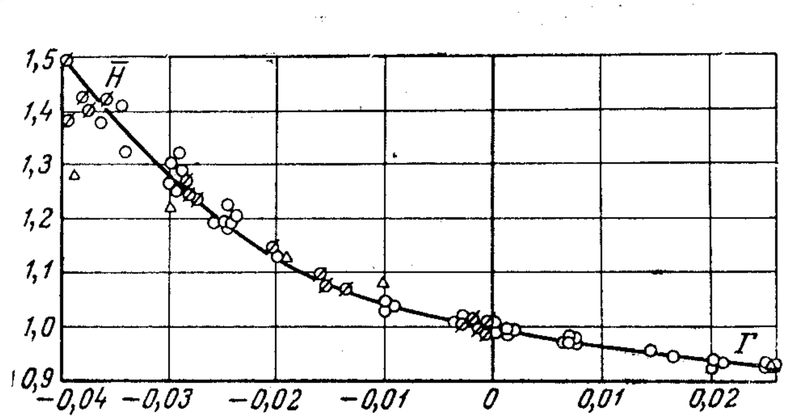


Рис. 1-7. Влияние градиента давления на параметр $\bar{H}$.
△ — опыты Никурадзе; ∅ — опыты Н. М. Маркова; О — опыты авторов.

Таким образом, использование при интегрировании дифференциального уравнения пограничного слоя условия $H=\text{const}$ в зоне больших положительных градиентов давления является весьма грубым допущением, но на основании экспериментальной кривой (рис. 1-7) погрешность может быть уменьшена.

В дальнейшем при расчете характеристик пограничного слоя, кроме толщин δ^* и δ^{**}, для оценки потерь энергии приходится определять и толщину δ^{***}. Эта задача при известной толщине потери импульса не представляет большой трудности, так как отношение $H^*=\delta^{***}/\delta^{**}$ как в конфузорной, так и в диффузорной областях изменяется слабо и может быть принято для диффузоров по опытам Н. М. Маркова [Л. 71] равным 1,6—1,75.

Для уточнения аппроксимации (1-18), которая была использована при интегрировании уравнения (1-20), рассмотрим приведенную

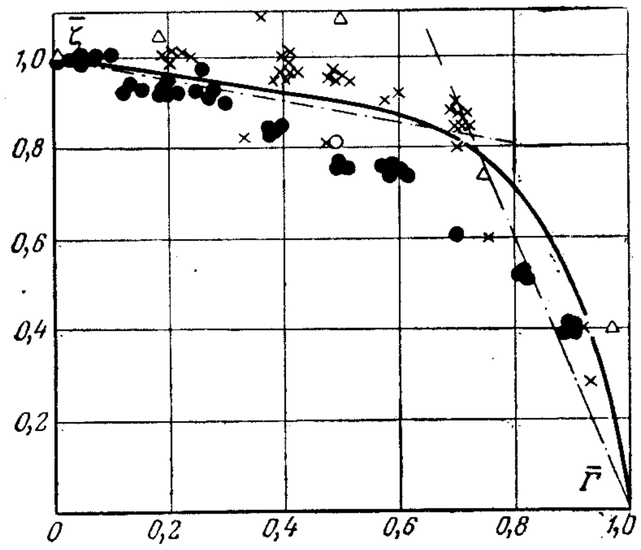


Рис. 1-8. Влияние градиента давления на коэффициент $\bar{\zeta}$.

●—опыты Константинова, △—опыты Никурадзе; ×—опыты Маркова Н. М.

на рис. 1-8 зависимость нормированного коэффициента $\bar{\zeta}$ от нормированного параметра $\bar{\Gamma}$, где в качестве нормирующих величин приняты значения коэффициента ζ_0 для безградиентного течения и параметра Бури в точке отрыва Γ_S. Рассматриваемая зависимость построена на основании опытов Никурадзе, Н. М. Маркова и Н. И. Константинова [Л. 61, 71, 111].

Здесь следует отметить значительный разброс экспериментальных точек, что в большой степени связано с косвенным способом определения коэффициента сопротивления. Однако в целом характер этой зависимости достаточно ясен. Если в начале при $\bar{\Gamma}<0{,}7$ снижение коэффициента сопротивления сравнительно невелико, то при $\bar{\Gamma}>0{,}7$ происходит его резкое изменение. В связи с этим представляется целесообразным рассматривать отдельно эти две области, принимая в каждой из них свой закон изменения коэффициента сопротивления.

Как следует из экспериментальных данных, в первой области действительная кривая может быть аппроксимирована следующим уравнением:

$$\bar{\zeta}=1-0{,}25\,\bar{\Gamma}. \tag{1-29}$$

Во второй области при $\bar{\Gamma}>0{,}7$ линейная аппроксимация на всем участке затруднена. Однако чтобы сильно не усложнять практические расчеты, аппроксимируем действительное распределение уравнением прямой:

$$\bar{\zeta}=3\,(1-\bar{\Gamma}). \tag{1-30}$$

Приняв для нормирующего коэффициента ζ_0, соответствующего коэффициенту сопротивления при безградиентном течении, наиболее часто встречающиеся значение $\zeta_0=0{,}0125$, получим:

$$\left.\begin{aligned}\zeta&=0{,}0125-\frac{0{,}00312}{\Gamma_S}\,\Gamma \quad \text{при } \bar{\Gamma}<0{,}7;\\ \zeta&=0{,}0375-\frac{0{,}0375}{\Gamma_S}\,\Gamma \quad \text{при } \bar{\Gamma}>0{,}7.\end{aligned}\right\} \tag{1-31}$$

Входящая в выражения (1-31) величина параметра Γ_S в точке отрыва по данным различных авторов изменяется в очень широких пределах от 0,028 до 0,12 и, следовательно, является в известной степени неопределенной. Ниже этот вопрос рассмотрен более подробно и показано, что для расчетов величина Γ_S может быть принята равной 0,036. Тогда, используя выражения (1-23), экспериментальную зависимость $\bar{H}(\Gamma)$, приведенную на рис. 1-7, и считая $m=0{,}25$, найдем следующие значения для коэффициентов a_i и b_i, входящих в формулы (1-25) и (1-26):

$$\left.\begin{aligned}a_1&=0{,}0157;\\ b_1&=4{,}92\end{aligned}\right\} \text{ при } \bar{\Gamma}<0{,}7;$$

$$\left.\begin{aligned}a_2&=0{,}047;\\ b_2&=4{,}0\end{aligned}\right\} \text{ при } \bar{\Gamma}>0{,}7.$$

В результате для расчета величин Γ и $\bar{\delta}^{**}$ получим:

I. При $\bar{\Gamma}<0{,}7$;

$$\Gamma=\frac{\bar{c}'_1}{\bar{c}_1^{4{,}92}}\left[\frac{\bar{c}_0^{4{,}92}}{\bar{c}'_0}\,\Gamma_0+0{,}0157\int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}}\bar{c}_1^{3{,}92}\,d\bar{x}\right];$$

$$\bar{\delta}^{**}=\frac{1}{\mathrm{Re}_L^{0{,}2}\,\bar{c}_1^{3{,}34}}\left[\bar{\delta}_0^{**1{,}25}\,\mathrm{Re}_L^{0{,}25}\,\bar{c}_0^{4{,}17}+0{,}0157\int\bar{c}_1^{3{,}92}\,d\bar{x}\right]^{0{,}8}. \tag{1-32}$$

II. При $\bar{\Gamma}>0{,}7$

$$\Gamma=\frac{\bar{c}'_1}{\bar{c}_1^{4}}\left[\frac{\bar{c}_0^{4}}{\bar{c}'_0}\,\Gamma_0+0{,}047\int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}}\bar{c}_1^{3}\,d\bar{x}\right];$$

$$\bar{\delta}^{**}=\frac{1}{\mathrm{Re}_L^{0{,}2}\,\bar{c}_1^{2{,}6}}\left[\bar{\delta}_0^{**1{,}25}\,\mathrm{Re}_L^{0{,}25}\bar{c}_0^{3{,}25}+0{,}047\int\bar{c}_1^{3}\,d\bar{x}\right]^{0{,}8}. \tag{1-33}$$

В формулах (1-32) $\bar{c}_0$, $\bar{c}'_0$, Γ_0 и δ^{**}_0 — скорость, ее производная, параметр Бури и толщина потери импульса в начале турбулентного пограничного слоя. Соответственно в формулах (1-33) $\bar{c}_0$, $\bar{c}'_0$, Γ_0 и $\overline{\delta^{**}}_0$ — эти же величины в сечении пограничного слоя, где $\overline{\Gamma}=0{,}7$.

Полученные выражения, основанные на полуэмпирических соотношениях, позволяют провести расчет пограничного слоя в несжимаемой жидкости во всей области течения.

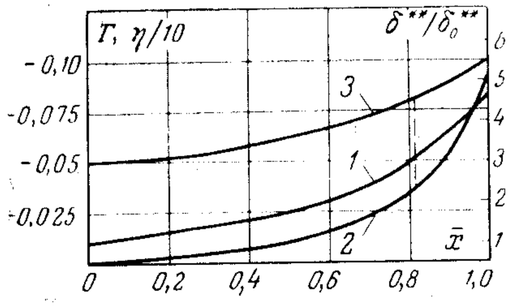


Рис. 1-9. Изменения величин $\overline{\delta}^{**}$, Γ и η в диффузорном канале при линейном законе изменения скорости.

1 — $\delta^{**}/\delta^{**}_0$; *2* — Γ; *3* — η.

Следует заметить, что результаты численных расчетов по формулам (1-32) и (1-33) в зоне больших положительных градиентов давления различаются сравнительно мало (на 10—15%) и, следовательно, для прикидочных расчетов допустимо пользоваться только этими формулами.

В качестве примера рассмотрим изменение толщины потери импульса и величины Γ в диффузорном канале при линейном законе падения скорости ($\bar{c}_1=1-0{,}5\bar{x}$). Результаты расчетов для данного закона изменения скорости приведены на рис. 1-9. Здесь, кроме параметра Γ, нанесены значения $\overline{\delta}^{**}=\delta^{**}/\delta^{**}_0$, где $\overline{\delta}_0$ — толщина потери импульса в соответствующем сечении при безградиентном течении. Интересно отметить, что здесь, так же как и на рис. 1-6, значению $\Gamma_s=-0{,}036$ соответствует отношение $\delta^{**}/\delta^{**}_0=3$.

1-5. Влияние сжимаемости на характеристики турбулентного пограничного слоя

При больших скоростях потока рассмотренный выше способ расчета пограничного слоя требует некоторого уточнения. В этом случае необходимо использовать более сложное выражение (1-2) и, кроме того, учитывать зависимость величин H и c_f не только от числа Re, но и от числа M. Согласно опытам [Л. 25, 26] такая зависимость оказывается заметной.

Вместе с тем следует подчеркнуть, что непосредственно на профиль скорости сжимаемость газа при дозвуковых скоростях практически не влияет. Так, приведенные на рис. 1-10 шесть профилей скоростей в пограничном слое, полученные при постоянном числе Re и числе M, изменявшемся от 0,3 до 1, ложатся на одну экспериментальную кривую [1]. Однако, несмотря на неизменность профилей скорости, с увеличением числа M интегральные толщины пограничного слоя изменяются.

[1] Отметим, что при градиентных течениях, особенно в диффузорных областях, с увеличением скорости происходит возрастание градиентов давления, что влияет на профиль скорости и может привести в диффузорной области к более раннему отрыву пограничного слоя.

Зависимости $\overline{\delta}^{**}=f(M)$ и $\overline{\delta}^{*}=f_1(M)$ (рис. 1-11), полученные при безградиентном сечении на плоской пластине, показывают, что с ростом числа M толщина вытеснения растет, а толщина потери импульса падает. Такой характер изменения этих величин объясняется в основном изменением плотности поперек слоя. Поскольку в пределах пограничного слоя $dp/dy=0$, в первом приближении (без учета теплообмена, т. е. в предположении, что температура стенки равна температуре торможения T_0) можно представить закон изменения плотности в следующем виде:

$$\frac{\rho}{\rho_1}=\frac{\rho}{\rho_w}\cdot\frac{\rho_w}{\rho_1}=\frac{T_1}{T_0}\cdot\frac{T_0}{T}=$$

$$=\frac{1+\dfrac{k-1}{2}M}{1+\dfrac{k-1}{2}M_1}<1, \qquad (1\text{-}34)$$

где ρ_w — плотность на стенке;

M — безразмерная скорость в в пределах пограничного слоя;

M_1 — безразмерная скорость на внешней границе слоя.

Наличие теплообмена несколько снижает разницу между плотностями на внешней границе слоя и внутри него и по экспериментальным данным Вильсона [Л. 112] выражается соотношением

$$\frac{\rho}{\rho_1}=\left(\frac{1+\dfrac{k-1}{2}M}{1+\dfrac{k-1}{2}M_1}\right)^n, \qquad (1\text{-}35)$$

где

$$n=0{,}35\div 0{,}42.$$

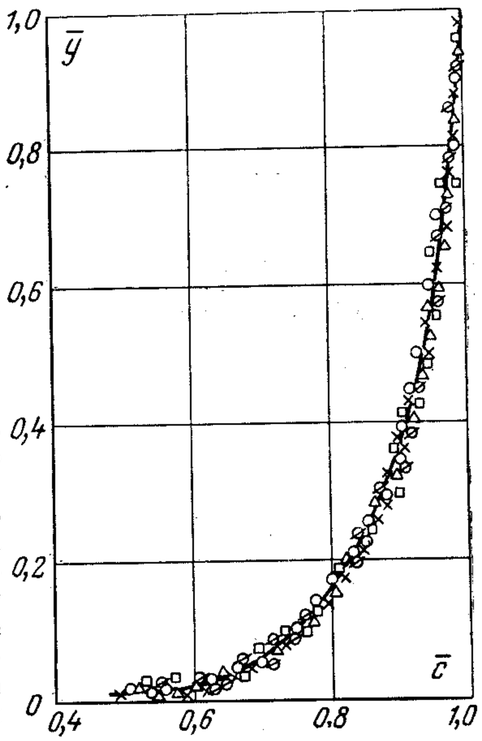


Рис. 1-10. Влияние числа Маха на профили скорости в пограничном слое.

○ — M=0,31; △ — M=0,545; × — M=0,610; ∅ — M=0,791; □ — M=0,98.

С качественной стороны указанное изменение плотности при неизменном профиле скорости приводит к росту подынтегрального выражения в формуле (1-3) и снижению его в формуле (1-4).

Таким образом, теоретически характер экспериментальных зависимостей, приведенных на рис. 1-11, оказывается вполне закономерным. Отсюда следует существование зависимости параметра H от числа M. Эта зависимость (рис. 1-12) может быть приближенно аппроксимирована следующей формулой:

$$H=H_0(1+0{,}3M). \qquad (1\text{-}36)$$

Здесь H_0 — значение параметра H в несжимаемой жидкости.

Кроме параметра H, сжимаемость газа существенно сказывается и на величине коэффициента сопротивления c_f, что может быть скор-

ректировано удачным выбором определяющей температуры. Ограничиваясь небольшими сверхзвуковыми скоростями ($M_1<1,5$), в качестве такой температуры примем температуру стенки T_w и при этих условиях введем в расчет плотность и коэффициент кинематической вязкости. Тогда выражение (1-17) примет вид:

$$c_f = \frac{\rho_w}{\rho_1} \mathrm{Re}_w^{**-m} \zeta (1 + a\Gamma), \qquad (1\text{-}37)$$

или

$$c_f = c_{f0} \frac{\rho_w}{\rho_1},$$

где c_{f0} — коэффициент сопротивления в потоке несжимаемой жидкости.

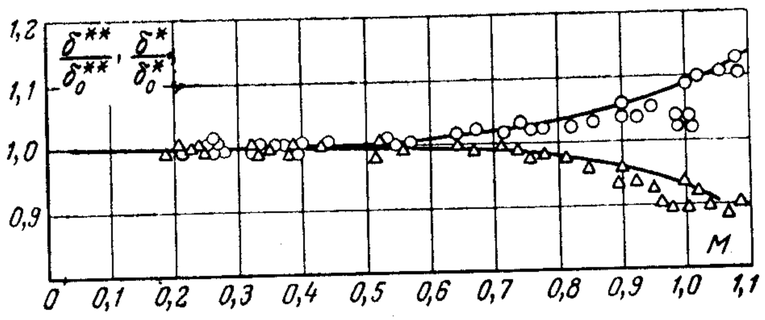


Рис. 1-11. Влияние числа Маха на толщину потери импульса и толщину вытеснения.
○ — δ^*/δ^*_0; △ — $\delta^{**}/\delta^{**}_0$.

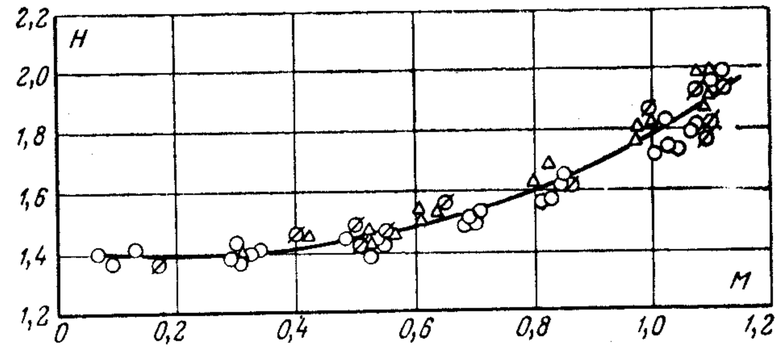


Рис. 1-12. Влияние числа Маха на параметр H.
○ — $\mathrm{Re}=10^5$; ∅ — $\mathrm{Re}=10^6$;
△ — $\mathrm{Re}=(3\div6)\cdot10^5$.

В результате, используя формулу (1-35) при $M=0$, получим:

$$c_f = \left(1 + \frac{k+1}{2} M_1\right)^{-n} c_{f0}.$$

Дальнейшее решение задачи уже не представляет серьезных трудностей, так как учет сжимаемости не изменяет типа основного

дифференциального уравнения (1-2), а приводит только к некоторому усложнению окончательных формул.

Совместное решение уравнений (1-2), (1-36) и (1-37) приводит к следующим формулам для определения безразмерной толщины потери импульса (для $k=1,4$);

при $0<\bar{\Gamma}<0,7$

$$\bar{\delta}^{**} = \frac{1}{f_1 \mathrm{Re}_L^{0,2}} \left[\bar{\delta}_0^{**1,25} \mathrm{Re}_L^{0,25} f_3 + \int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} f_2 \, d\bar{x} \right]^{0,8}, \qquad (1\text{-}38)$$

где

$$\left.\begin{aligned} f_1 &= \lambda_1^{3,34} (6 - \lambda_1^2)^{1,45}; \\ f_2 &= 0,0026 \lambda_1^{3,92} (6 - \lambda_1^2)^{2,81}; \\ f_3 &= \lambda_0^{4,17} (6 - \lambda_0^2)^{1,81}; \end{aligned}\right\} \qquad (1\text{-}38а)$$

при $0,7<\bar{\Gamma}<1$

$$\bar{\delta}^{**} = \frac{1}{\varphi_1 \mathrm{Re}_L^{0,2}} \left[\bar{\delta}_0^{**1,25} \mathrm{Re}_L^{0,25} \varphi_3 + \int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} \varphi_2 \, d\bar{x} \right]^{0,8}, \qquad (1\text{-}39)$$

где

$$\left.\begin{aligned} \varphi_1 &= \lambda_1^{2,6} (6 - \lambda_1^2)^{1,3} e^{0,1\lambda^2}; \\ \varphi_2 &= 0,0078 \lambda_1^3 (6 - \lambda_1^2)^{2,62} e^{0,31\lambda_1^2}; \\ \varphi_3 &= \lambda_0^{3,25} (6 - \lambda_0^2)^{1,62} e^{0,31\lambda_0^2}. \end{aligned}\right\} \qquad (1\text{-}39а)$$

В формулах (1-38) и (1-39) в качестве характерной скорости принята критическая скорость a_*, а коэффициенты вычислены для воздуха.

Указанными формулами можно пользоваться не только при дозвуковых, но, как показывают расчеты, и при небольших сверхзвуковых скоростях ($M_1<1,5$) для областей потока, где отсутствуют скачки уплотнения.

1-6. Условия и критерии отрыва пограничного слоя

При внешнем обтекании произвольного тела потенциальным потоком на его поверхности всегда можно указать две точки, в которых скорость равна нулю. Первая располагается на передней, вторая — на задней кромке обтекаемого тела. Следовательно, на поверхности тела скорость $c_1(\bar{x})$ вначале увеличивается, а затем уменьшается до нулевого значения. Таким образом, в кормовой области всегда существует зона, в которой жидкость движется против нарастающего давления. Наличие пограничного слоя приводит к тому, что в этой зоне при определенных условиях кинетической энергии потока вблизи обтекаемой стенки не хватает для течения против нарастающего давления и кормовая критическая точка смещается навстречу потоку.

Аналогичная картина может иметь место и при течении в диффузорном канале. В этом случае, начиная с некоторой точки S (рис. 1-13), линии тока отходят от поверхности и в образовавшейся области возникает возвратное течение жидкости. Зона отрыва является источником образования устойчивых вихрей, периодически сносимых основным потоком.

Отрыв пограничного слоя от поверхности обтекаемого тела приводит к резкому возрастанию лобового сопротивления и сопровождается повышенными энергетическими потерями в потоке. Поэтому необходимо стремиться к смещению точки S по направлению к выходному сечению канала или задней кромке обтекаемого тела.

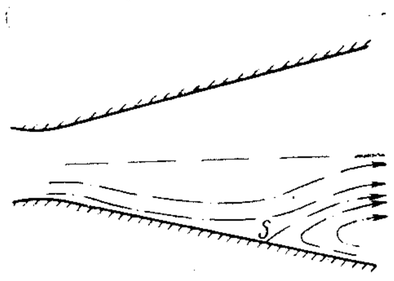


Рис. 1-13. Схема отрывного течения в плоском диффузоре.

Положение точки отрыва определяется величиной положительного градиента давления dp/dx и профилем скорости в пограничном слое перед точкой отрыва. Любое увеличение dp/dx при неизменном профиле скорости приводит к смещению точки отрыва против потока. С другой стороны, чем более полным будет профиль скорости, т. е. чем большей энергией будут обладать частицы жидкости непосредственно у стенки при заданном градиенте давления dp/dx, тем позднее наступит отрыв. Отсюда следует общеизвестный вывод о том, что при значительных положительных градиентах давления целесообразно иметь турбулентный режим течения в пограничном слое, так как из-за большей кинетической энергии частиц у стенки отрыв происходит значительно позднее, чем при ламинарном режиме. Классические опыты с поперечно обтекаемым цилиндром [Л. 69] подтверждают этот вывод.

Для расчета потерь в диффузорных каналах, так же как и для определения сопротивления тел при внешнем обтекании, необходимо знать положение точки отрыва, определяемое из условия

$$\left(\frac{dc}{dy}\right)_{y=0} = 0. \tag{1-40}$$

Как уже отмечалось, распределение скорости в пограничном слое зависит от скорости внешнего потока c_1, координаты y, вязкости жидкости ν, градиента давления или производной скорости c'_1 и некоторого линейного размера, за который можно принять длину тела L, толщину слоя δ^{**} или любую другую толщину. Тогда

$$c = f(c_1;\ c'_1;\ \delta^{**};\ y;\ \nu). \tag{1-41}$$

Перейдя в выражении (1-41) от размерных величин к безразмерным и используя величины c_1 и δ^{**}, получим:

$$\frac{c}{c_1} = f\left(\frac{c'_1\delta^{**}}{c_1};\ \frac{c_1\delta^{**}}{\nu};\ \frac{y}{\delta^{**}}\right). \tag{1-42}$$

Разложим (1-42) вблизи поверхности в ряд по аргументу y/δ^{**}:

$$\frac{c}{c_1} = \psi_0\left(\frac{c'_1\delta^{**}}{c_1};\ \frac{c_1\delta^{**}}{\nu}\right) + \psi_1\left(\frac{c'_1\delta^{**}}{c_1};\ \frac{c_1\delta^{**}}{\nu}\right)\frac{y}{\delta^{**}} + \ldots \tag{1-43}$$

При $c'_1=0$ выражение (1-43) должно совпадать с выражением для соответствующего профиля скорости на плоской стенке. В этом случае коэффициенты разложения при ламинарном течении не зависят от числа $\mathrm{Re}^{**}=c_1\delta^{**}/\nu$ [Л. 68]. Для турбулентного пограничного слоя указанное условие для достаточно больших чисел Рейнольдса также имеет место [Л. 111].

Следовательно, коэффициенты разложения ψ_0, ψ_1 и т. д. должны быть функцией произведения параметров $(c'_1\delta^{**}/c_1)^{n_1}$ и $(c_1\delta^{**}/\nu)^{n_2}$, т. е.

$$\psi_n = \psi_n\left[\left(\frac{c'_1\delta^{**}}{c_1}\right)^{n_1}\left(\frac{c_1\delta^{**}}{\nu}\right)^{n_2}\right]. \tag{1-44}$$

Таким образом, по условию (1-40) и формуле (1-43) положение точки отрыва определяется из выражения

$$\psi_1 = 0. \tag{1-45}$$

Разложим (1-45) в ряд и, учитывая, что аргумент разложения $\left[\left(\frac{c'_1\delta^{**}}{c_1}\right)^{n_1}\mathrm{Re}^{**n_2}\right]$ мал, ограничимся двумя членами разложения. Тогда

$$b_0 + b_1\left[\left(\frac{c'_1\delta^{**}}{c_1}\right)^{n_1}\mathrm{Re}^{**n_2}\right] = 0.$$

Отсюда в точке отрыва

$$\left(\frac{c'_1\delta^{**}}{c_1}\right)^{n_1}\mathrm{Re}^{**n_2} = \mathrm{const}. \tag{1-45а}$$

При $n_1=n_2=1$ полученное выражение дает значение константы — форм-параметра Л. Г. Лойцянского в точке отрыва f_S. Значение постоянной для этого случая может быть указано с достаточной точностью ($f_S=-0{,}089$) [Л. 68]. При $n_1=1$ и $n_2=0{,}25$ условие (1-45) дает параметр Бури Γ_S в точке отрыва. В этой точке величина Γ_S по опытным данным изменяется в очень широких пределах.

Так, по опытным данным Н. М. Маркова $|\Gamma_S|=0{,}028\div0{,}035$ [Л. 71]. По Никурадзе, Г. Шлихтингу и Бай Ши-и [Л. 4, 111] $|\Gamma_s|=0{,}05\div0{,}12$. Опыты Н. И. Константинова [Л. 61] дали $|\Gamma_S|=0{,}035\div0{,}09$; П. А. Романенко и др. [Л. 90] получили в своих опытах $|\Gamma_S|=0{,}05\div0{,}07$.

Л. Г. Лойцянский вместо параметра Бури использует близкий к нему параметр $f_{Sm} = 153{,}2\,\frac{c_1'\delta^{**}}{c_1}\,\mathrm{Re}^{**1/6}$, равный в точке отрыва $f_{Sm} = 2 \div 3$, что соответствует значению $|\Gamma_S| = 0{,}026 \div 0{,}038$. Такой разброс численных значений параметра Бури в точке отрыва указывает, что величина Γ_S является неопределенной и в качестве критерия отрыва использовать этот параметр трудно.

Кроме того, на основании экспериментальных данных в работах по пограничному слою часто делается вывод, что однопараметрический метод расчета в областях с большими положительными градиентами давления оказывается несостоятельным, так как вблизи точки отрыва существенное значение приобретают старшие производные скорости, характеризующие предысторию потока [Л. 4, 70]. Однако в тех случаях, когда распределение скорости на внешней границе пограничного слоя может быть представлено аналитической зависимостью, расчеты толщины δ^{**} по однопараметрическому методу дают вполне приемлемое совпадение с опытными данными почти до точки отрыва [Л. 11, 23, 25].

Возможно, что влияние старших производных скорости вблизи отрывной зоны является преувеличенным, а вероятной причиной разброса значений Γ_S могут быть низкая точность измерений в этой области и главное характер изменения толщины потери импульса вдоль поверхности при больших положительных градиентах давления.

Действительно, опытные данные, приведенные на рис. 1-6, свидетельствуют, что при $\Gamma < -0{,}025$ толщина потери импульса весьма слабо зависит от градиента давления. Другими словами, с этого момента величина параметра Γ определяется в основном только значениями скорости и ее производной, а определение этих величин вблизи точки отрыва на основании дренажных измерений является недостаточно точным, так как здесь не выполняется основное условие пограничного слоя $\frac{\partial c_1}{\partial x} \ll \frac{\partial c_1}{\partial y}$ и продольный градиент скорости становится соизмеримым с поперечным, т. е. $\frac{\partial c}{\partial x} \approx \frac{\partial c}{\partial y}$.

Таким образом, из структуры параметра Бури вытекает, что его использование в качестве критерия отрыва турбулентного пограничного слоя затруднено в силу чисто физических причин.

Из сказанного следует, что для критерия отрыва целесообразно выбирать параметр, зависящий непосредственно от формы профиля скорости в пограничном слое. В качестве такой величины может быть использован параметр, предложенный Грушвитцем [Л. 4, 111] и равный:

$$\eta = 1 - \left(\frac{c}{c_1}\right)_{y=\delta^{**}}. \qquad (1\text{-}46)$$

Здесь $\left(\frac{c}{c_1}\right)_{y=\delta^{**}}$ — относительная скорость в пограничном слое при $y = \delta^{**}$.

Для безградиентного течения турбулентного пограничного слоя величина $\eta = 0{,}5$. В диффузорных областях деформация профиля скорости приводит к возрастанию η и в точке отрыва $\eta_S = 0{,}8$. Однако

для определения координаты этой точки необходимо построить закон изменения параметра η вдоль обтекаемой поверхности. С этой целью можно воспользоваться эмпирическим соотношением Грушвитца [Л. 4]:

$$\frac{dG}{dx} + 0{,}00894\,\frac{G}{\delta^{**}} = 0{,}00461\,\frac{\rho_1 c_1^2}{2\delta^{**}}, \qquad (1\text{-}47)$$

где

$$G = \frac{\rho_1 c_1^2}{2}\,\eta.$$

Дифференциальное уравнение (1-47) решается методом последовательных приближений. В качестве первого приближения используются значения δ^{**}, найденные из уравнения Кармана (1-2).

Для быстрой оценки возможности безотрывного течения можно воспользоваться относительной толщиной потери импульса $\bar{\delta}^{**} = \delta^{**}/\delta_0^{**}$, где δ_0^{**} — толщина потери импульса на плоской пластине:

$$\delta_0^{**} = \frac{0{,}036x}{\mathrm{Re}_L^{0,2}}.$$

Считая в точке отрыва $\bar{\delta}_S^{**} = 3$, получим условие для определения координаты точки отрыва. На рис. 1-9 приведена кривая изменения параметра η вдоль стенки плоского диффузора с линейным законом изменения скорости. Здесь же приведены зависимости $\Gamma(\bar{x})$ и $\bar{\delta}^{***}(\bar{x})$. Значению параметра $\eta_3 = 0{,}8$ соответствуют величины Γ_S и $\bar{\delta}_S^{**}$, равные — 0,036 и 3,1 соответственно. Весьма близкие к этим цифрам значения получаются и при других законах изменения скорости. В связи с этим при построении расчетных формул, определяющих изменение интегральных толщин вдоль обтекаемой поверхности, величина параметра Γ_S в точке отрыва была принята равной — 0,036. Естественно, указанное значение Γ_S в силу отмеченных выше причин является условным. Однако для большинства задач течение при $\Gamma_S > -0{,}036$, по-видимому, безотрывно и для его расчета допустимо использование выведенных зависимостей (1-32) и (1-33).

Не останавливаясь подробно на других критериях отрыва, укажем, что в качестве такого критерия Тетервин и Денгофф [Л. 4] предлагают использовать величину H, относительно которой составляется экспериментальное уравнение, аналогичное уравнению Грушвитца. Однако, как показывают экспериментальные данные (см. рис. 1-7), эта величина в точке отрыва изменяется от 1,8 до 3,0 [Л. 4, 25], что делает ее столь неопределенной, как и параметр Γ_s.

Основываясь на теории размерности, Г. М. Бам-Зеликович [Л. 5] предлагает использовать в точке отрыва следующий параметр:

$$\frac{c'_1\delta^{**}}{c_1} = \varphi_0 = 0{,}005.$$

Нетрудно видеть, что этот параметр вытекает из параметра Бури при $m = 0$ и, следовательно указанное значение 0,005 не может быть признано достаточно достоверным. Кроме того, величина $\varphi_0 = 0{,}005$ представляет собой первый член разложения в ряд некото-

рой функции около точки отрыва, а степень сходимости этого ряда автором не исследуется.

Достаточно убедительные данные по определению точки отрыва приведены в работе Стрэтфорда [Л. 98]. Здесь в качестве критерия отрыва предлагается использовать следующую величину, справедливую при $Re > 10^6$:

$$(2\bar{p})^{\frac{n-2}{4}} \left(\frac{d\bar{p}}{d\bar{x}}\bar{x}\right)^{0,5} = 1,06\beta\,(10^{-6}\,\mathrm{Re}_x)^{1/10},$$

где

$$\bar{p} = \frac{p_i - p_0}{\frac{\rho_1 c_{1i}^2}{2}};\quad n = \lg \mathrm{Re}_S \approx 7;\quad \beta = 0,66.$$

Данный комплекс получен в результате рассмотрения формы профилей скорости вблизи точки отрыва и, по-видимому, может служить для сравнительно точной оценки возможной границы отрыва. Во

Таблица 1-1

Параметр	Значение в точке отрыва
$\lvert\Gamma_S\rvert$	0,025 — 0,12
η_S	0,8
H_S	1,8 — 2,6
$k_S = \delta^{**}/\delta^{**}_0$	2,8 — 3,0
$\bar{p}^{1,25}\left(\bar{x}\frac{d\bar{p}}{d\bar{x}}\right)^{0,5}(10^{-6}\mathrm{Re}_x)^{-\frac{1}{10}}$	0,4

всяком случае приведенные в работе [Л. 98] данные по оценке отрыва достаточно убедительны.

В заключение приведем таблицу различных критериев в точке отрыва и ориентировочные диапазоны их измерений.

1-7. Влияние начальной турбулентности на характеристики пограничного слоя

Рассмотренная выше методика расчета пограничного слоя справедлива для некоторой малой степени турбулентности внешнего потока. В турбомашинах, как правило, степень турбулентности основного потока оказывается достаточно большой (5—15%). В этих условиях следует ожидать заметного влияния повышенной турбулентности на характеристики пограничного слоя.

Исследование влияния внешней турбулентности до последнего времени сводилось в основном к оценке влияния турбулентности на положение зоны перехода от ламинарного к турбулентному режиму течения. При этом считалось, что с увеличением степени турбулентности внешнего потока происходит снижение критического числа Рейнольдса, т. е. резко сокращается протяженность ламинарного участка а характеристики турбулентного слоя не изменяются. Однако опыты В. А. Врублевской [Л. 13, 14] и качественный анализ уравнения (1-1) наглядно показывают, что с ростом начальной турбулентности происходит заметное изменение толщины потери импульса. Так, на рис. 1-14 приведены кривые изменения величины $\bar{\delta}^{**}$ на плоской пластине при различных значениях начальной турбулентности. Сравнение кривых показывает, что при увеличении турбулентности с 1,5 до 5% толщина потери импульса возрастает почти в 2 раза. Аналогичные результаты были получены и при испытаниях турбинных решеток [Л. 14].

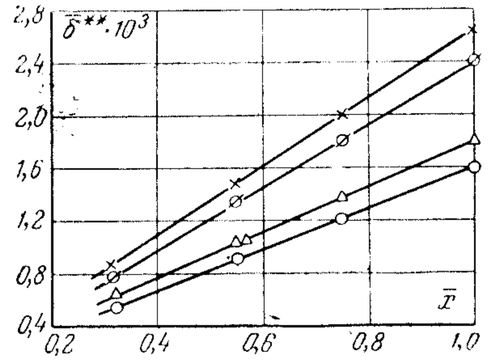


Рис. 1-14. Влияние степени турбулентности на толщину потери импульса на плоской пластине.
× — $\varepsilon_0 = 5\%$; ⌀ — $\varepsilon_0 = 4\%$;
△ — $\varepsilon_0 = 2\%$; ○ — $\varepsilon_0 = 1,5\%$.

Следовательно, если степень турбулентности потока превышает 1—2%, необходимо вводить поправку в соответствующие расчеты интегральных толщин. Такая поправка по данным [Л. 14] вводится сравнительно легко, и для расчета можно рекомендовать формулу

$$\delta^{**}_{\varepsilon} = \psi(\varepsilon_1\Gamma)\,\delta^{**}_{\varepsilon=0}. \qquad (1\text{-}48)$$

Здесь $\delta^{**}_{\varepsilon=0}$ — значение толщины потери импульса, вычисленной по соотношению (1-32) без учета начальной турбулентности, а функция $\psi(\varepsilon_1\Gamma)$ по опытам В. А. Врублевской равна:

$$\psi(\varepsilon_1\Gamma) = \left(\frac{0,0131 + 0,14e^{-1,5\Delta\varepsilon}\,\Gamma}{0,0131 + 0,14\Gamma}\right)e^{9\Delta\varepsilon}, \qquad (1\text{-}49)$$

где $\Delta\varepsilon = \varepsilon - 0,005$, а Γ — параметр Бури, найденный по соотношениям (1-32).

Таким образом, учет влияния начальной степени турбулентности на характеристики турбулентного слоя не представляет особого труда: необходимо ввести поправку, учитывающую увеличение интегральных толщин.

1-8. Расчет пограничного слоя на основе полуэмпирических теорий турбулентности

Рассмотренный выше инженерный метод расчета турбулентного пограничного слоя позволяет достаточно просто найти интегральные его толщины δ^*, δ^{**} и δ^{***}, но не дает представления о форме про-

филя скорости. Кроме того, возможности метода ограничены тем обстоятельством, что при интегрировании уравнения Кармана используется чисто экспериментальная зависимость для коэффициента сопротивления и точность расчета определяется по существу точностью используемых опытных зависимостей.

Доля эмпиризма в рассматриваемом вопросе может быть существенно уменьшена, если воспользоваться связью между напряжением трения τ и профилем скорости, предоставляемой теорией турбулентности. По Прандтлю эта связь выражается соотношением

$$\tau = \rho l^2 \left(\frac{\partial c}{\partial y}\right)^2, \qquad (1\text{-}50)$$

где l — длина пути перемешивания.

Если зависимость τ и l от поперечной координаты y известна, то дифференциальное уравнение (1-50) определяет профиль скорости в следующем виде [Л. 105]:

$$\frac{c}{\sqrt{\frac{\tau}{\rho}}} = \text{const} + \int \frac{\delta}{l} \sqrt{\frac{\tau}{\tau_w}}\, d\left(\frac{y}{\delta}\right). \qquad (1\text{-}51)$$

Выражение $\sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$ имеет размерность скорости и часто называется „динамической“ скоростью (c_*). Изменяя соответствующим образом зависимости $\tau/\tau_w = f(y)$ и $l = \varphi(y)$, можно получить широкий класс профилей, соответствие которых эксперименту будет определяться тем, насколько удачно подобраны аппроксимирующие функции.

Так, при $\tau/\tau_w = 1$ и $l = \varkappa y$, где $\varkappa$—экспериментальная константа,

$$\frac{c}{c_*} = \frac{1}{\varkappa} \ln y + B_1 = A_1 \ln \frac{y c_*}{\nu} + B_1. \qquad (1\text{-}52)$$

Формула (1-52) определяет универсальный логарифмический профиль скорости на пластине и в трубе и удивительным образом совпадает с экспериментальными данными почти во всей области течения, за исключением небольшой пристеночной зоны и внешней части пограничного слоя.

В более общем случае К. К. Федяевским (1937) была использована эмпирическая формула Прандтля для пути смешения

$$\frac{l}{\delta} = 0{,}14 - 0{,}08\left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^2 - 0{,}06\left(1 - \frac{y}{\delta}\right)^4 \qquad (1\text{-}53)$$

и полиноминальная аппроксимация для напряжения трения в виде:

$$\frac{\tau}{\tau_w} = 1 + A\frac{y}{\delta} - (1 + A)\left(\frac{y}{\delta}\right)^2, \qquad (1\text{-}54)$$

вытекающая из следующих граничных условий:

при $y = 0$

$$\tau = \tau_w;\ \frac{\partial \tau}{\partial y} = \frac{\partial p}{\partial x};\ \frac{\partial^2 \tau}{\partial y^2} = 0;$$

при $y = \delta$

$$\tau = 0;\ \frac{\partial \tau}{\partial y} = 0.$$

Параметр

$$A = \frac{\delta}{\tau_w} \cdot \frac{\partial p}{\partial x}.$$

Подстановка принятых зависимостей в (1-51) определяет профиль скорости в турбулентной части пограничного слоя при небольших отрицательных и любых положительных градиентах давления.

Учитывая, что вблизи стенки величина турбулентного трения мала по сравнению с вязким трением, нижний предел интегрирования в выражении (1-51) устанавливается толщиной так называемого вязкого подслоя $\eta_л = y_л/\delta$. Более того, в последующей работе [Л. 105] К. К. Федяевским было показано, что интервал изменения аргумента $\eta_л < \eta < 1$ целесообразно разбить на два диапазона: от $\eta_л$ до η_0, где справедлива зависимость $l = 0{,}4y$, и внешнюю часть, где «путь смешения» определяется формулой (1-53). Тогда профиль скорости может быть представлен в виде:

$$\psi = \frac{c_1 - c}{c_*} = \int_{\eta_0}^{1} \varphi(A, \eta)\, d\eta + \int_{\eta_л}^{\eta_0} \varphi_1(A, \eta)\, d\eta,$$

где

$$\varphi(A, \eta) = \frac{\sqrt{1 + A\eta - (1 + A)\eta^2}}{0{,}14 - 0{,}08(1 - \eta)^2 - 0{,}06(1 - \eta)^4},$$

а

$$\varphi_1(\eta, A) = \frac{\sqrt{1 + A\eta - (1 + A)\eta^2}}{0{,}4\eta}.$$

Второй интеграл легко вычислить. В результате

$$\psi = \frac{c_1 - c}{c_*} = \int_{\eta_0}^{1} \frac{\sqrt{1 + A\eta - (1 + A)\eta^2}}{0{,}14 - 0{,}08(1 - \eta)^2 - 0{,}06(1 - \eta)^4}\, d\eta + \\ + 2{,}5\left[\sqrt{F} - \ln\left(2 + A\eta + 2\sqrt{F}\right) - \right. \\ \left. - \frac{A}{2\sqrt{A + 1}} \arcsin \frac{A - 2(A + 1)\eta}{A + 2}\right]_{\eta_л}^{\eta_0} - 2{,}5 \ln \frac{\eta_л}{\eta_0};$$

$$F = 1 + A\eta - (1 + A)\eta^2. \qquad (1\text{-}55)$$

Граница ламинарного подслоя для градиентного течения согласно работе [Л. 105] определяется следующим выражением:

$$\eta_л = \sqrt[3]{\frac{200\rho\nu^2}{dp/dx\,\delta^*}}.$$

Зависимость (1-55) крайне сложна для практических расчетов, и этим объясняется тот факт, что ее успешное использование стало возможным только с применением электронно-вычислительных машин.

Как и ранее, при интегрировании уравнения (1-2) с использованием экспериментальных зависимостей весь возможный диапазон безотрывного течения делится на две области. Для небольших положительных градиентов ($0<|\Gamma|<2d$), где d коэффициент, зависящий от числа Re**) профиль скорости (1-55) приводит к квадратуре типа (1-27):

$$\frac{\delta^{**}}{L} = \frac{[d\,(1+m)]^{\frac{1}{1+m}}}{\mathrm{Re}_L^{\frac{m}{1+m}}\,\bar{c}_1^{\frac{3+5m}{1+m}}}\left[\text{const} + \int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} \bar{c}_1^{3+4m}\,d\bar{x}\right]^{\frac{1}{1+m}}. \qquad (1\text{-}56)$$

Конкретное значение постоянных m и d определяется диапазоном чисел Re**.

При $\lg \mathrm{Re}^{**}=2{,}2\div 4{,}0$ $d=0{,}0103$; $m=0{,}222$ и

$$\frac{\delta^{**}}{L} = \frac{1}{\mathrm{Re}_L^{0,182}\bar{c}_1^{3,37}}\left[\bar{\delta}_0^{**1,22}\mathrm{Re}_L^{0,222}\bar{c}_0^{4,11} + 0{,}0126\int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} \bar{c}_1^{3,89}\,d\bar{x}\right]^{0,82}. \qquad (1\text{-}57а)$$

При $\lg \mathrm{Re}^{**}=3{,}0\div 5{,}5$ $d=0{,}073$; $m=0{,}179$ и

$$\frac{\delta^{**}}{L} = \frac{1}{\mathrm{Re}_L^{0,152}\bar{c}_1^{3,31}}\left[\bar{\delta}_0^{**1,18}\mathrm{Re}_L^{0,179}\bar{c}_0^{3,89} + 0{,}0086\int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} \bar{c}_1^{3,72}\,d\bar{x}\right]^{0,85}. \qquad (1\text{-}57б)$$

При $\lg \mathrm{Re}^{**}=4\div 6{,}5d=0{,}00521$; $m=0{,}148$ и

$$\frac{\delta^{**}}{L} = \frac{1}{\mathrm{Re}_L^{0,129}\bar{c}_1^{3,26}}\left[\bar{\delta}_0^{**1,15}\mathrm{Re}_L^{0,148}\bar{c}_0^{3,74} + 0{,}0077\int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} \bar{c}_1^{3,59}\,d\bar{x}\right]^{0,873}. \qquad (1\text{-}57в)$$

Для больших градиентов давления ($|\Gamma|>1{,}5d$) решение оказывается близким к соотношению Росса и Робертсона [Л. 87]:

$$\frac{\delta^{**}}{\delta^{**}_0} = \left(\frac{c_0}{c_1}\right)^{4,75-\frac{2}{1+m}}. \qquad (1\text{-}58)$$

Если вместо зависимости (1-50) воспользоваться соотношением Кармана для напряжения трения в турбулентном пограничном слое

$$\tau = \varkappa^2\rho\,\frac{\partial c/\partial y}{(\partial^2 c/\partial y^2)^2}, \qquad (1\text{-}59)$$

то, как показал А. П. Мельников [Л. 42], при использовании полинома (1-54) можно будет придти к следующему выражению для толщины потери импульса:

$$\frac{\delta^{**}}{L} = \frac{1}{\mathrm{Re}_L^{0,166}\bar{c}_1^{3,66}}\left[\bar{\delta}_0^{**1,2}\bar{c}_0^{4,4}\mathrm{Re}_L^{0,2} + 0{,}015\int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}} \bar{c}_1^{4,2}\,d\bar{x}\right]^{0,83}. \qquad (1\text{-}60)$$

Идея расчета, предложенная К. К. Федяевским, оказалась настолько плодотворной, что последнее десятилетие в работах по пограничному слою она используется наиболее часто. Несмотря на разнообразие приемов, в основе современных расчетных методов лежат зависимости типа (1-50) или (1-59), связывающие напряжение трения с профилем осредненных скоростей. При этом, так же как и в работе [Л. 105], обычно оказывается целесообразным использовать двухслойную либо трехслойную модель турбулентного пограничного слоя. В первом случае пограничный слой в поперечном направлении делится на вязкий подслой, где основой является зависимость Ньютона для напряжения трения $\tau=\mu\dfrac{\partial c}{\partial y}$, и внешнюю турбулентную область. Во втором случае между вязким подслоем и внешним слоем располагается переходная область.

Важным моментом в развитии расчетных методов явилось исследование Клаузера, который ввел понятие о равновесных течениях и показал, что во внешней области можно использовать не соотношение Прандтля (1-50), а формулу Буссинеска

$$\tau = \mu_e\frac{\partial c}{\partial y} \qquad (1\text{-}61)$$

с постоянным для данного сечения коэффициентом виртуальной вязкости μ_e. В этом предположении строятся решения Д. Б. Сполдинга [Л. 94а], Либби Баронти, Наполитано [Л. 67], Д. Л. Меллора и Д. М. Джибсона [Л. 79], Стрэтфорда [Л. 98] и др. К сожалению, все эти методы требуют численного интегрирования и не дают столь простых выражений для интегральных толщин, как рассмотренные выше приближенные соотношения (1-27), (1-57) и (1-60). Поскольку для наших целей точность этих соотношений вполне достаточна, авторы сочли возможным в данной работе не останавливаться на деталях более строгих методов расчета, чем использованный в книге модифицированный метод Бури. Для большей наглядности в табл. 1-2 приведено сопоставление расчетных формул, полученных различными авторами.

Следует отметить, что, несмотря на различный подход к рассматриваемой задаче, окончательные выражения отличаются мало. Различие коэффициентов приводит к заметным отклонениям вычисляемой величины в методах А. П. Мельникова, Г. М. Бам-Зеликовича и

138—23

Таблица 1-2

Автор	Формула
Федяевский К. К., Колесников А. В., Смолянинова А. Н.	$\frac{\delta^{**}}{L} = \frac{1}{\mathrm{Re}_L^{0,182}\,\bar{c}_1^{3,37}}\left[\bar{\delta}_0^{**1,22}\,\mathrm{Re}_L^{0,22}\bar{c}_0^{4,11} + 0{,}0126\int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}}\bar{c}_1^{3,89}\,d\bar{x}\right]^{0,82}$
Мельников А. П.	$\frac{\delta^{**}}{L} = \frac{1}{\mathrm{Re}_L^{0,166}\,\bar{c}_1^{3,66}}\left[\bar{\delta}_0^{**1,2}\,\mathrm{Re}_L^{0,2}\,\bar{c}_0^{4,4} + 0{,}015\int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}}\bar{c}_1^{4,2}\,d\bar{x}\right]^{0,83}$
Дейч М. Е., Зарянкин А. Е. формула (1-32)	$\frac{\delta^{**}}{L} = \frac{1}{\mathrm{Re}_L^{0,2}\bar{c}_1^{3,34}}\left[\bar{\delta}_0^{**1,25}\,\mathrm{Re}_L^{0,25}\bar{c}_0^{4,17} + 0{,}0157\int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}}\bar{c}_1^{3,92}\,d\bar{x}\right]^{0,8}$
Лойцянский Л. Г.	$\frac{\delta^{**}}{L} = \frac{1}{\mathrm{Re}_L^{0,143}\,\bar{c}_1^{3,4}}\left[\bar{\delta}_0^{**1,16}\,\mathrm{Re}_L^{0,167}\,\bar{c}_0^{3,96} + 0{,}00765\int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}}\bar{c}_1^{3,8}\,d\bar{x}\right]^{0,856}$
Маскелл	$\frac{\delta^{**}}{L} = \frac{1}{\mathrm{Re}_L^{0,177}\,\bar{c}_1^{3,63}}\left[\bar{\delta}_0^{**1,22}\,\mathrm{Re}_L^{0,22}\bar{c}_0^{4,415} + 0{,}0117\int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}}\bar{c}_1^{4,2}\,d\bar{x}\right]^{0,824}$

Продолжение табл. 1-2

Автор	Формула
Труккенбродт	$\frac{\delta^{**}}{L} = \frac{1}{\mathrm{Re}_L^{0,143}\,\bar{c}_1^{3}}\left[\bar{\delta}_0^{**1,167}\,\mathrm{Re}_L^{0,167}\,\bar{c}_0^{3,5} + 0{,}0076\int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}}\bar{c}_1^{3,33}\,d\bar{x}\right]^{0,856}$
Спенс	$\frac{\delta^{**}}{L} = \frac{1}{\mathrm{Re}_L^{0,167}\,\bar{c}_1^{3,5}}\left[\bar{\delta}_0^{**1,2}\,\mathrm{Re}_L^{0,2}\,\bar{c}_0^{4,2} + 0{,}0106\int_{\bar{x}_0}^{\bar{x}}\bar{c}_1^{4}\,d\bar{x}\right]^{0,832}$

Труккенбродта. В остальных случаях конечные результаты оказываются достаточно близкими. Для сравнения в табл. 1-3 приведены значения относительной толщины потери импульса при линейном законе падения скорости в плоском канале ($\bar{c}_1 = 1 - 0{,}5\bar{x}$), полученные расчетом по различным формулам.

Таблица 1-3

Автор	$\bar{\delta}^{**}$ при $\mathrm{Re}_L = 10^5$	$\bar{\delta}^{**}$ при $\mathrm{Re}_L = 10^6$
Федяевский К. К. Колесников А. В. Смолянинова А. Н.		
формула (1-57а)	0,0193	0,0127
формула (1-57б)	0,0145	0,0102
формула (1-57в)	0,0142	0,0101
Мельников А. П.	0,0262	0,0178
Дейч М. Е., Зарянкин А. Е. формула (1-32)	0,016	0,0110
Лойцянский Л. Г.	0,015	0,0108
Маскелл	0,018	0,0122
Труккенбродт	0,0115	0,0082
Спенс	0,0193	0,013
Бам-Зеликович Г. М.	—	0,0248

ГЛАВА ВТОРАЯ

МЕТОДЫ РАСЧЕТА И АЭРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИФФУЗОРОВ

2-1. Типы диффузоров

Диффузорные элементы, используемые для преобразования кинетической энергии потока в потенциальную, весьма разнообразны. По этой причине остановимся только на основных типах диффузоров, наиболее часто встречающихся в практике.

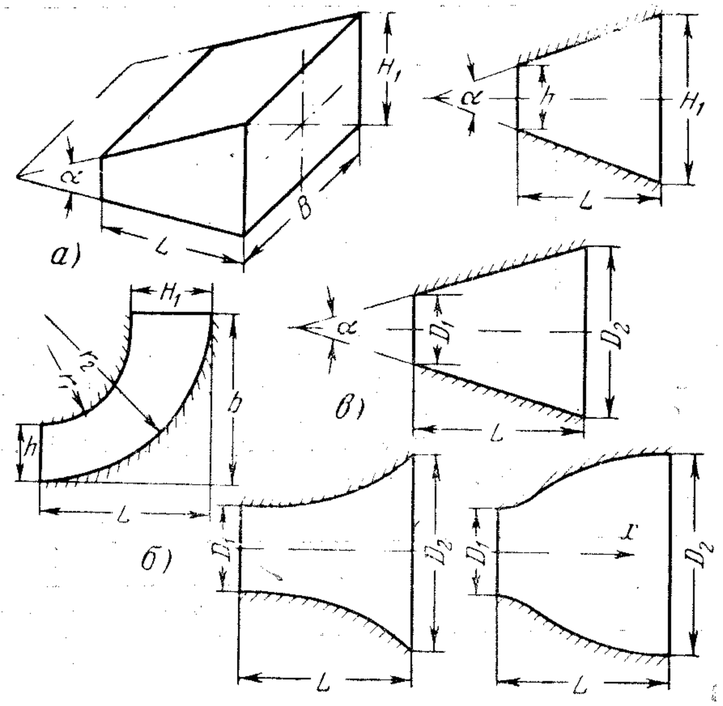


Рис. 2-1. Схемы плоских и конических диффузоров.

а — плоский прямолинейный диффузор; *б* — плоский криволинейный диффузор; *в* — конический диффузор; *г* — осесимметричный диффузор с криволинейными образующими.

а) **Плоские диффузоры** представляют собой каналы, проходные сечения которых изменяются по ходу потока в одной плоскости и продольный линейный размер B (рис. 2-1) которых значительно превышает поперечный размер H_1 в выходном сечении. Наиболее распространенными диффузорами этого типа являются плоские прямолинейные и криволинейные диффузоры, схематически изображенные на рис. 2-1,*а* и *б*. Поскольку при $H_1/B \ll 1$ влиянием боковых стенок в первом приближении можно пренебречь, течение в таких элементах рассматривают обычно только в меридиональной плоскости.

Сечение плоского прямолинейного диффузора определяется заданием следующих величин: высоты на входе h, высоты на выходе H_1 и угла наклона образующих α. Наряду с этими величинами в рассмотрение часто вводят длину диффузора L. Любая комбинация трех из этих параметров вполне определяет форму канала в поперечном сечении.

Число геометрических параметров можно, очевидно, сократить, если перейти к безразмерным величинам. Так, выбрав в качестве основного параметра высоту h, получим три величины: $n = H_1/h$, α и L/h, где n — степень расширения диффузора, равная отношению площади на выходе F_2 к входной площади F_1. В данном случае, поскольку поперечные размеры канала неизменны, отношение площадей может быть заменено отношением соответствующих линейных размеров.

Подобие плоских прямолинейных диффузоров обеспечивается равенством любых двух безразмерных геометрических параметров: n и α, n и L/h, α и L/h. Наиболее часто используются первые два параметра.

Рассматривая плоский криволинейный диффузор (рис. 2-1,*б*), следует отметить, что здесь минимальное число геометрических параметров, определяющих форму проточной части в меридиональном сечении, заметно возрастает. Так, для диффузора, изображенного на рис. 2-1,*б*, необходимо задать его длину L, размер b, радиусы r_1 и r_2 и высоты h и H_1.

Сохранив и здесь в качестве определяющего размера h, получим следующие безразмерные величины:

$$n = \frac{H_1}{h};\ \bar{r}_1 = \frac{r_1}{h};\ \bar{r}_2 = \frac{r_2}{h};\ \bar{L} = \frac{L}{h};\ \bar{b} = \frac{b}{h}.$$

Учитывая, однако, что течение в криволинейном канале существенно зависит от радиуса r_1 [Л. 109], в некоторых случаях имеет смысл принимать за определяющий размер не h, а радиус r_1. Но как в первом, так и во втором случаях при оценке подобия криволинейных диффузоров необходимо обеспечить равенство по крайней мере трех безразмерных величин: n, r_2/r_1 и b/L. Первый

из этих параметров характеризует степень расширения диффузоров, второй определяет форму канала, а третий указывает на его относительную кривизну.

б) **Конические диффузоры** относятся к наиболее распространенным и весьма простым диффузорным элементам, образованным поверхностью усеченного конуса (рис. 2-1,*в*). Меридиональное сечение этих диффузоров полностью совпадает с сечением плоских прямолинейных диффузоров и, следовательно, определяется теми же геометрическими параметрами. Однако вместо высот h и H_1 здесь целесообразно рассматривать диаметры на входе D_1 и на выходе D_2. Тогда для конических диффузоров будем иметь следующие системы безразмерных параметров:

$$\alpha;\ L/D_1;\ n=\frac{D_2^2}{D_1^2}.$$

Для характеристики геометрической формы рассматриваемых диффузоров, так же как и для плоских, достаточно использовать любые две величины.

в) **Криволинейные осесимметричные диффузоры,** приведенные на рис. 2-1,*г,* определяются диаметрами входа D_1 и выхода D_2, длиной L и законом изменения площади вдоль оси x $F_x=f(\bar{x})$. Здесь для подобия диффузоров необходимо обеспечить равенство трех величин: степени расширения n, относительной длины L/D_1 и безразмерной текущей площади

$$\bar{F}_x=\frac{D_x^2}{D_1^2}=f\left(\frac{x}{L}\right).$$

г) **Кольцевые диффузоры** с прямолинейными образующими являются необходимыми элементами большинства выхлопных патрубков газотурбинных установок и представляют собой каналы, образованные двумя соосными коническими поверхностями. Меридиональное сечение такого диффузора и его основные размеры приведены на рис. 2-2,*а*. Нетрудно видеть, что в данном случае геометрическими параметрами, определяющими форму проточной части, являются

$$\bar{D}_2=\frac{D_2}{D_1};\ \bar{d}_2=\frac{d_2}{D_1};\ \alpha_1;\ \alpha_2;\ \frac{L}{D_1},$$

где d_2 и d_1 — наибольший и наименьший диаметры внутренней конической поверхности, а α_2 — угол при ее вершине.

Для геометрического подобия двух конических кольцевых диффузоров необходимо обеспечить равенство любых четырех из пяти указанных величин, так как пятая величина не является независимой.

д) **Кольцевые диффузоры** с криволинейными образующими (осерадиальные диффузоры), проточная часть

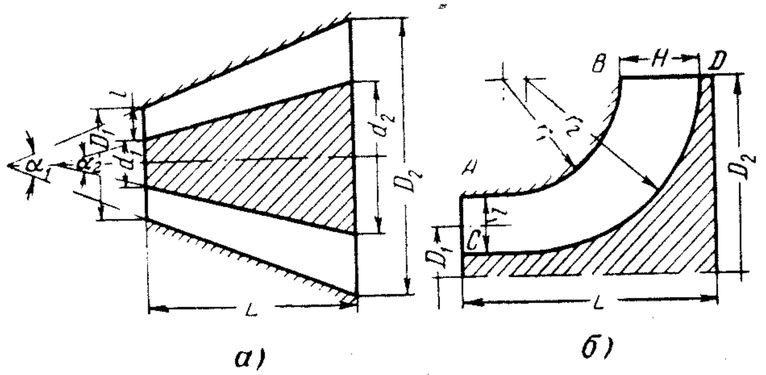


Рис. 2-2. Кольцевой диффузор с прямолинейными образующими (*а*) и криволинейный кольцевой диффузор (*б*).

и геометрические размеры которых приведены на рис. 2-2,*б,* образованы двумя криволинейными соосными поверхностями вращения: AB и CD. Форма сечений этих диффузоров совпадает с формой сечений плоских криволинейных диффузоров.

В простейшем случае, когда образующие AB и CD очерчены радиусами r_1 и r_2, безразмерными геометрическими параметрами будут

$$n;\frac{r_2}{r_1};\ \frac{L}{r_1};\ \frac{D_2}{D_1};\ \frac{l}{D_1}.$$

Приведенные здесь первые три параметра характеризуют форму меридионального сечения, величина D_2/D_1 определяет «радиальность» диффузора, а $\theta=l/D_1$ характеризует размер кольца на входе.

е) **Лопаточные диффузоры** получили наибольшее распространение в центробежных компрессорах и некоторых типах осевых турбин. Как показали опыты [Л. 30], применение лопаточных диффузоров в турбинах может в ряде случаев дать существенный экономический эффект.

Для характеристики лопаточных диффузоров целесообразно использовать следующие безразмерные величины (рис. 2-3): относительный шаг t_1/b (t/b — для осевых решеток) или t_2/b (где b — хорда профиля) относительную высоту l/b; степень расширения диффузора в целом $n=F_2/F_1$; веерность D/l или D_1/b и угол поворота потока в межлопаточных каналах.

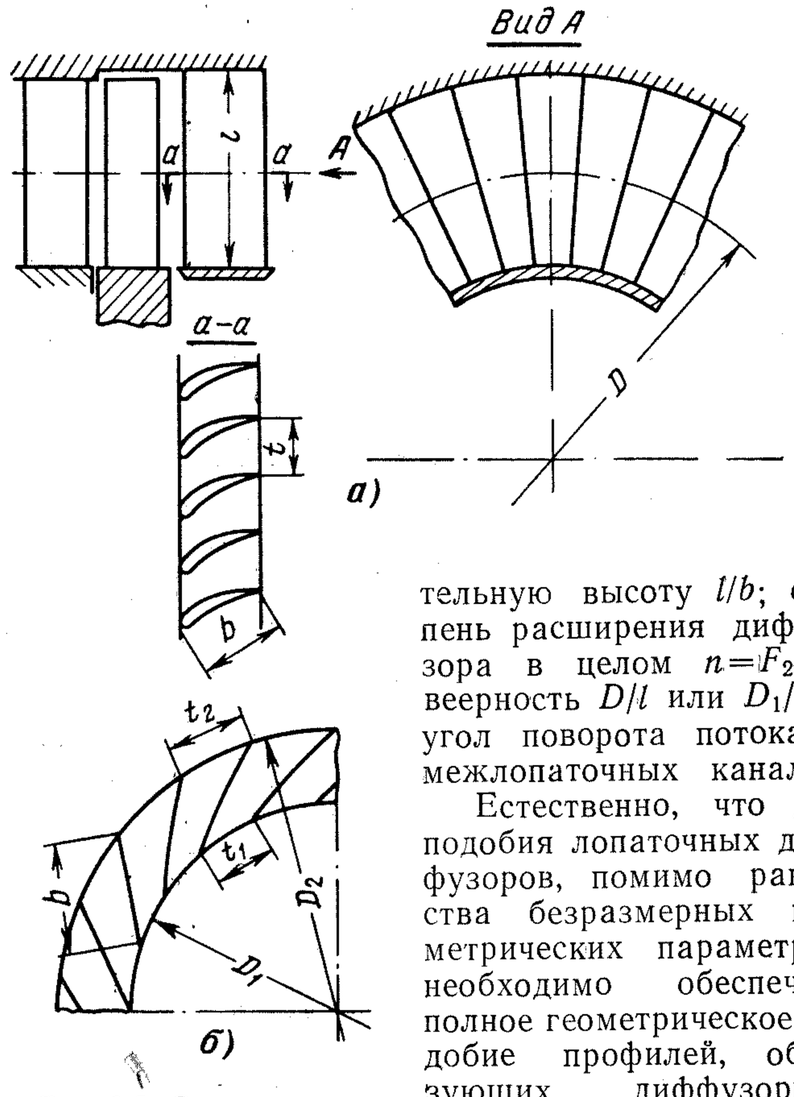


Рис. 2-3. Схема лопаточных осевого (*а*) и радиального (*б*) диффузоров.

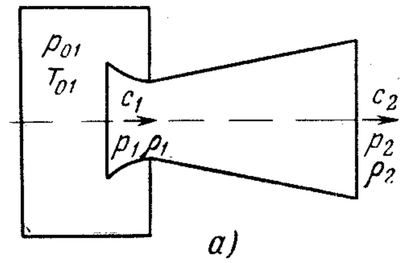
Естественно, что для подобия лопаточных диффузоров, помимо равенства безразмерных геометрических параметров, необходимо обеспечить полное геометрическое подобие профилей, образующих диффузорный канал.

Рассмотренные здесь типы диффузоров являются основными элементами большинства выхлопных патрубков турбомашин, служащих для отвода рабочего тела в заданном направлении при максимальном использовании выходной скорости. Естественно, что оба эти требования должны быть увязаны с компоновкой всей машины в целом. Последнее

обстоятельство довольно часто является решающим при выборе конструкции диффузорного элемента и схемы отвода рабочего тела.

2-2. Аэродинамические характеристики диффузоров

Для характеристики аэродинамических качеств диффузоров в настоящее время используется достаточно много различных коэффициентов. Если при сравнительной оценке не имеет существенного значения, по какому из них производится сравнение, то для аэродинамических расчетов имеют смысл только те коэффициенты, которые позволяют по заданным параметрам потока перед диффузорным элементом определить параметры



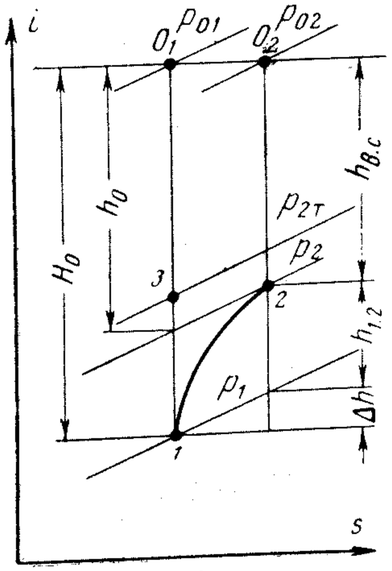


Рис. 2-4. Процесс сжатия в дозвуковом диффузоре.
а — схема; *б* — процесс в *is*-диаграмме.

потока в его выходном сечении. С этой точки зрения достаточно удобными являются коэффициенты потерь энергии ζ и восстановления давления ξ. Для выяснения их физического смысла рассмотрим процесс диффузорного течения в *is*-диаграмме (рис. 2-4). Здесь состояние потока перед диффузором определяется точкой *1*, характеризуемой давлением p_1, температурой t_1 и располагаемой кинетической энергией, соответствующей скорости на входе c_1 и эквивалентной разности энтальпий H_0.

Состояние потока за диффузором (точка *2*) определяется давлением p_2, температурой t_2 и кинетической энергией, эквивалентной разности энтальпий $h_{в.с}$. Параметрам полного торможения p_{01}, t_{01} и p_{02}, t_{02} перед диффузором и за ним соответствуют точки O_1 и O_2.

При изоэнтропийном торможении потока конечное состояние его для заданного диффузора будет выражаться точкой, соответствующей максимально возможному давлению $p_{2т}$. Однако энергетические потери приводят к тому, что процесс торможения идет с ростом энтропии по некоторой линии *1—2* и давление в выходном сечении p_2 оказывается ниже давления $p_{2т}$.

В результате потери энергии внутри диффузора можно оценить величиной Δh, причем сюда входят как потери на трение $\Delta h_{тр}$, так и потери, связанные с отрывом потока от стенок, $\Delta h_{отр}$ (в случае отрывного течения).

Коэффициент потерь энергии может быть получен либо как отношение Δh к кинетической энергии на входе H_0, либо, как это делается при испытаниях решеток турбомашин, как отношение к располагаемой энергии h_0. Таким образом, для оценки энергетических потерь получим два коэффициента:

$$\zeta = \frac{\Delta h}{H_0}; \tag{2-1}$$

$$\zeta' = \frac{\Delta h}{h_0}. \tag{2-2}$$

Однако эти коэффициенты недостаточны для определения состояния потока в точке *2*, так как в диффузорном элементе происходит не только потеря энергии, но и преобразование кинетической энергии потока в потенциальную. Степень совершенства этого процесса можно оценить коэффициентом восстановления энергии, представляющим собой отношение приращения потенциальной энергии $h_{1.2}$ к кинетической энергии на входе H_0:

$$\xi = \frac{h_{1.2}}{H_0}. \tag{2-3}$$

Для несжимаемой жидкости коэффициент ξ часто называют коэффициентом восстановления давления и определяют непосредственно по давлениям p_1, p_2 и p_{01}:

$$\xi = \frac{p_2 - p_1}{p_{01} - p_1}.$$

Введенные характеристики связаны простой зависимостью:

$$\zeta = \zeta'(1 - \xi). \tag{2-4}$$

Другими словами, из трех введенных коэффициентов только два являются независимыми. В качестве этих независимых величин примем коэффициенты ζ и ξ. Отметим, что иногда коэффициент потерь энергии называют коэффициентом сопротивления диффузора.

В том случае, когда кинетическая энергия на выходе из диффузора не используется в последующих элементах установки, важным энергетическим показателем является коэффициент полных потерь $\zeta_п$. Для определения этой величины вновь обратимся к рис. 2-4,*б*. Рассмотрим начальное (точка O_1) и конечное (точка *2*) состояния газа.

Очевидно, что по отношению к выходному давлению p_2 поток располагает энергией, эквивалентной перепаду h_0, и вся эта энергия полностью тратится для обеспечения заданного расхода через рассматриваемый диффузор с определенной скоростью c_2.

Выразим величину h_0 в долях H_0. В результате получим коэффициент полных потерь:

$$\zeta_п = \frac{h_0}{H_0}. \tag{2-5}$$

С физической точки зрения указанный коэффициент включает коэффициент внутренних потерь ζ и коэффициент выходных потерь $\zeta_{в.с}$, являясь их суммой:

$$\zeta_п = \zeta + \zeta_{в.с}.$$

Понимая под коэффициентом $\zeta_{в.с}$ отношение $h_{в.с}/H_0$, запишем энергетический баланс диффузора в следующем виде:

$$H_0 = h_{1.2} + h_{в.с} + \Delta h;$$

$$1 = \frac{h_{1.2}}{H_0} + \frac{h_{в.с}}{H_0} + \frac{\Delta h}{H_0} = \xi + \zeta_{в.с} + \zeta. \tag{2-6}$$

Отсюда следует, что для характеристики состояния потока в выходном сечении диффузора вместо величин ζ и ξ может быть использовано сочетание коэффициентов ζ и $\zeta_п$ либо $\zeta_п$ и $\zeta_{в.с}$.

Введенный коэффициент полных потерь, так же как и коэффициент восстановления энергии ξ, достаточно полно характеризует энергетические возможности диффузора и в последнее время все чаще используется как для расчетов, так и для сравнения качества различных диффузорных систем и патрубков турбомашин. Кроме

того, легко показать, что с его помощью сравнительно просто находится относительный перепад давлений $\Delta p/p_{01}$, необходимый для пропуска через диффузор заданного расхода.

Действительно, перепад энтальпий h_0 эквивалентен квадрату некоторой условной скорости c_0. Если в выходном сечении диффузора давление полного торможения в центре канала равно давлению p_{01}, т. е. имеет место течение с потенциальным ядром, скорость c_0 совпадает с максимальной выходной скоростью $c_{2\text{макс}}$. В других случаях $c_0 > c_{2\text{макс}}$.

Давления p_{01} и p_2 и скорость c_0 связаны соотношением

$$\frac{p_2}{p_{01}} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda_0^2\right)^{\frac{k}{k-1}},$$

где $\lambda_0 = c_0/a_*$ — безразмерная скорость, выраженная в долях критической скорости a_*.

Отсюда

$$\frac{\Delta p}{p_{01}} = 1 - \left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda_0^2\right)^{\frac{k}{k-1}} \approx \frac{k}{k+1}\lambda_0^2.$$

Поскольку

$$\zeta_{\text{п}} = \frac{h_0}{H_0} = \frac{c_0^2}{c_1^2} = \frac{\lambda_0^2}{\lambda_1^2},$$

то

$$\lambda_0^2 = \zeta_{\text{п}}\lambda_1^2.$$

Следовательно,

$$\frac{\Delta p}{p_{01}} = \frac{k}{k+1}\lambda_1^2\zeta_{\text{п}}. \qquad (2\text{-}7)$$

Используя уравнение неразрывности, в формулу (2-7) можно ввести расход газа G. Тогда

$$\frac{\Delta p}{p_{01}} = \frac{k}{k+1}\zeta_{\text{п}}\frac{G^2}{\rho_1^2 F_1^2 a_*^2}. \qquad (2\text{-}7\text{а})$$

Здесь ρ_1 и F_1 — плотность и площадь в узком сечении диффузора.

Часто для характеристики диффузора используется его к. п. д. $\eta_{\text{д}}$, равный отношению действительного прироста потенциальной энергии к максимально возможному при изоэнтропийном сжатии, т. е.

$$\eta_{\text{д}} = \frac{h_{1.2}}{h_{1.2\text{ид}}}.$$

В свою очередь $h_{1.2\text{ид}} = h_{1.2} + \Delta h$.

Разделив числитель и знаменатель рассматриваемого выражения на H_0, получим связь к. п. д. диффузора с введенными ранее коэффициентами:

$$\eta_{\text{д}} = \frac{\xi}{\xi + \zeta} = \frac{\xi}{1 - \zeta_{\text{в.с}}} = \frac{1 - \zeta_{\text{п}}}{1 - \zeta_{\text{в.с}}}. \qquad (2\text{-}8)$$

Для несжимаемой жидкости к. п. д. диффузора определяется давлениями p_1, p_2 и $p_{2\text{т}}$:

$$\eta_{\text{д}} = \frac{p_2 - p_1}{p_{2\text{т}} - p_1}. \qquad (2\text{-}8\text{а})$$

Если при расчете потерь не учитывать расходной составляющей скорости, то коэффициент потерь с выходной скоростью однозначно определится степенью расширения диффузора n и будет равен [Л. 54]:

$$\zeta_{\text{в.с}} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 \frac{1}{n^2}, \qquad (2\text{-}9)$$

где ρ_1/ρ_2 — отношение средних плотностей во входном и выходном сечениях диффузора.

Тогда при $\rho = \text{const}$ связь между $\eta_{\text{д}}$ и $\zeta_{\text{п}}$ установится следующим соотношением:

$$\eta_{\text{д}} = (1 - \zeta_{\text{п}})\frac{n^2}{n^2 - 1}. \qquad (2\text{-}10)$$

Из других используемых коэффициентов выделим коэффициент потери полного давления σ_0 и коэффициент повышения давления (сжатия) σ.

Первая величина представляет собой отношение среднего давления полного торможения за диффузором p_{02} к давлению полного торможения перед ним p_{01}, а вторая дает отношение статических давлений p_2 и p_1, т. е.

$$\sigma_0 = \frac{p_{02}}{p_{01}}; \quad \sigma = \frac{p_2}{p_1}.$$

Выразив эти величины через безразмерную скорость на входе λ_1 и коэффициенты ζ и $\zeta_п$, получим:

$$\sigma_0 = \frac{p_1}{p_{01}} \cdot \frac{p_{02}}{p_1} = \left[\frac{1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda_1^2}{1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda_1^2 (1-\zeta)} \right]^{\frac{k}{k-1}}; \qquad (2\text{-}11)$$

$$\sigma = \frac{p_2}{p_{01}} \cdot \frac{p_{01}}{p_1} = \left[\frac{1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda_1^2 \zeta_п}{1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda_1^2} \right]^{\frac{k}{k-1}}. \qquad (2\text{-}12)$$

С переходом к сверхзвуковым диффузорам процесс течения существенно усложняется и здесь вводятся некоторые дополнительные характеристики. Для выявления их физического смысла вновь обратимся к тепловой диаграмме (рис. 2-5).

Точка *1* соответствует состоянию потока на входе в диффузор. Линия *1—2* условно изображает процесс сжатия газа в системе скачков в сверхзвуковой части диффузора. Соответствующее приращение энтропии Δs_1 характеризует волновые потери и потери трения во входной части. За скачками устанавливается давление p_{2s}. Если $p_{2s}/p_{02} < \varepsilon_*$, то после скачков поток еще сверхзвуковой и в суживающейся части диффузора продолжается сжатие газа. При $p_{2s}/p_{02} > \varepsilon_*$ поток за скачками дозвуковой. Это означает, что в суживающейся части до минимального сечения поток будет ускоряться и давление его падать. Если в минимальном сечении скорость потока достигает критического значения, то в расширяющейся части $\lambda > 1$. В этом случае торможение потока будет происходить в системе скачков за узким сечением. Увеличение энтропии Δs_2 обусловлено потерями в дозвуковой части диффузора.

Заметим, что полное изменение потенциальной энергии в сверхзвуковом диффузоре $H_{0п}$ можно рассматривать как сумму изменений потенциальной энергии в системе скачков h_{0s} и дозвуковой части $h_{0д}$.

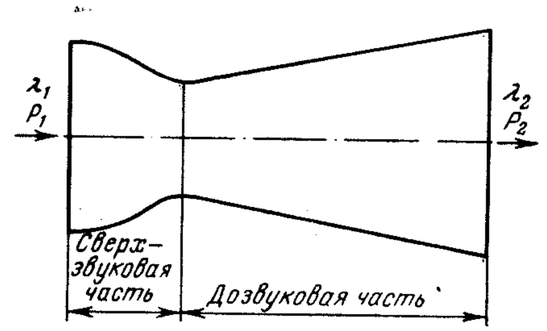
Для оценки энергетических потерь в сверхзвуковом диффузоре введем в рассмотрение энергетический к. п. д. Эта величина определяется как отношение располагаемой энергии за диффузором к кинетической энергии на

входе (рис. 2-5,*б*):

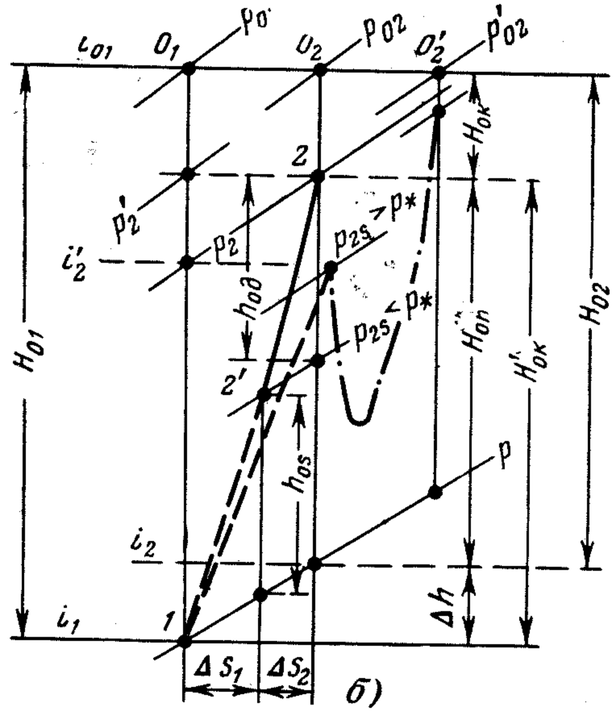
$$\eta_{д.э} = \frac{H_{02}}{H_{01}} = \left[1 - \left(\frac{k+1}{k-1} \cdot \frac{1}{\lambda^2} - 1 \right) \frac{1}{\sigma_0} \right]^{\frac{k-1}{k}} - 1. \qquad (2\text{-}13)$$

Величина H_{02} является суммой кинетической энергии потока за диффузором $H_{0к}$ и изменения потенциальной энергии $H_{0п}$. Энергетический к. п. д. $\eta_{д.э}$ можно выразить также через потери кинетической энергии Δh:

$$\eta_{д.э} = \frac{H_{01} - \Delta h}{H_{01}} = 1 - \zeta, \qquad (2\text{-}14)$$



а)



б)

Рис. 2-5. Процесс сжатия в сверхзвуковом диффузоре.

а — схема; *б* — процесс в *ts*-диаграмме.

где, как и раньше, ζ — коэффициент потерь энергии в диффузоре.

Заметим, что $\eta_{д.э}$ можно представить в следующем виде:

$$\eta_{д.э} = \frac{(p_1/p_{02})^{\frac{k-1}{k}} - 1}{(p_1/p_{01})^{\frac{k-1}{k}} - 1}.$$

Введенный выше к. п. д. диффузора $\eta_д$ после элементарных преобразований может быть выражен через безразмерные среднерасходные скорости λ_1 и λ_2 и отношение давлений p_1/p_2 следующим образом:

$$\eta_д = \frac{1}{2} \cdot \frac{k+1}{k-1} \cdot \frac{1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda_2^2}{\lambda_1^2 - \lambda_2^2} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (2\text{-}15)$$

Если скорость за диффузором мала ($\lambda_2 \approx 0$), то формула (2-15) упрощается:

$$\eta_д = \frac{1}{2} \cdot \frac{k+1}{k-1} \cdot \frac{1}{\lambda_1^2} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] =$$

$$= \left(\frac{1}{2} + \frac{1}{k-1} \cdot \frac{1}{M_1^2} \right) \left[1 - \left(\frac{1}{\sigma} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right].$$

Следует подчеркнуть различие понятий $\eta_{д.э}$ и $\eta_д$. Энергетический к. п. д. зависит только от потерь энергии в диффузоре и не зависит от степени сжатия σ. $\eta_д$ зависит как от потерь в диффузоре, так и от степени сжатия. Легко видеть, что $\eta_{д.э} > \eta_д$. Связь между этими характеристиками иллюстрируется формулой

$$\eta_{д.э} = 1 - (1 - \eta_д) \frac{H'_{ок}}{H_{01}} = 1 - \xi \left(\frac{1}{\eta_д} - 1 \right). \quad (2\text{-}16)$$

Для вычисления приращения энтропии Δs воспользуемся следующим выражением:

$$\frac{\Delta s}{C_p} = \ln \frac{T_0}{T_1} - \frac{k-1}{k} \ln \frac{p_{02}}{p_1} = (1 - \eta'_д) \ln \frac{T_0}{T_1},$$

где Δs — приращение энтропии в диффузоре; C_p — теплоемкость газа при постоянном давлении; $\eta'_д$ — условный к. п. д. диффузора:

$$\eta'_д = \frac{k-1}{k} \cdot \frac{\ln p_{02}/p_1}{\ln T_0/T_1} = \frac{k-1}{k} \cdot \frac{\ln p_{02}/p_1}{\ln \left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \right)} =$$

$$= 1 + \frac{k-1}{k} \cdot \frac{\ln p_{01}/p_{02}}{\ln \left(1 + \frac{k-1}{2} M_1^2 \right)}.$$

Зависимость между $\eta_{д.э}$ и $\eta'_д$ определяется соотношением

$$\eta_{д.э} = \frac{1 - (p_1/p_{02})^{\frac{k-1}{k}}}{1 - (p_1/p_{02})^{\frac{k-1}{k\eta'_д}} - 1}.$$

Связь между $\eta_д$ и $\eta'_д$ выражается формулой

$$\eta_д = \frac{(p_{02}/p_1)^{\frac{k-1}{k}} - 1}{(p_{02}/p_1)^{\frac{k-1}{k\eta'_д}} - 1}.$$

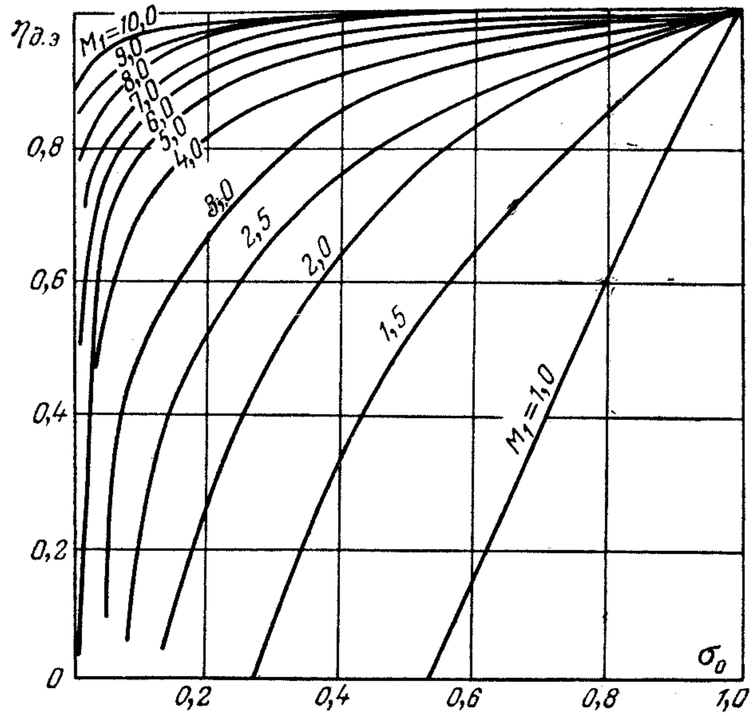


Рис. 2-6. Зависимость энергетического к. п. д. от числа Маха и отношения давлений торможения σ_0.

При фиксированных значениях числа M_1 на входе в диффузор к. п. д. $\eta_{д.э}$, $\eta_д$ и $\eta'_д$ изменяются в одном направлении. Поэтому сравнение различных диффузоров с одинаковой скоростью на входе можно проводить по любому к. п. д. Однако обоснованное сравнение диффузоров, работающих при различных числах M_1, может быть осуществлено только при правильном определении к. п. д. В этой связи заметим, что коэффициент потери давления торможения σ_0 не является однозначной характеристикой эффективности диффузоров. При сравнении диффузоров эта величина должна быть дополнена степенью сжатия σ и числом M_1. Только при одинаковых M_1 и p_2/p_1 коэффициент σ_0 выступает как однозначная характеристика диффузоров. Зависимость между энергетическим к. п. д. диффузора и отношением давлений торможения показана на рис. 2-6.

Таблица 2-1

Обозначение	Формулы связи
ζ	—
ξ	—
ζ'	$\zeta' = \zeta(1-\xi)^{-1}$
$\zeta_п$	$\zeta_п = 1-\xi$
$\eta_д$	$\eta_д = \dfrac{\xi}{\xi+\zeta}$
$\eta_{д.э}$	$\eta_{д.э} = 1-\zeta = 1-\xi\left(\dfrac{1}{\eta_д}-1\right)$
σ_1	$\sigma_1 = \dfrac{k-1}{k+1}\lambda_1^2$
σ_0	$\sigma_0 = \left[\dfrac{1-\sigma_1}{1-\sigma_1(1-\zeta)}\right]^{\frac{k}{k-1}}$
σ	$\sigma = \left[\dfrac{1-\sigma_1\zeta_п}{1-\sigma_1}\right]^{\frac{k}{k-1}}$

Таким образом, из рассмотрения различных коэффициентов следует их тесная взаимосвязь. Для наглядности эта связь приведена в табл. 2-1, где все коэффициенты выражены через коэффициент потерь и коэффициент восстановления давления.

2-3. Методика экспериментального определения аэродинамических характеристик диффузоров

Экспериментальное исследование диффузоров связано с большой затратой времени, так как характер течения в них определяется значительным числом геометрических и режимных параметров. По этой причине опытным путем определяются те коэффициенты, которые можно получить с минимальными трудностями. Указанному условию в наибольшей степени удовлетворяют к. п. д. диффузора $\eta_д$ и связанный с ним соотношением (2-8) коэффициент полных потерь $\zeta_п$. Для их экспериментального определения необходимо знать давление p_{01} и температуру T_{01} полного торможения перед диффузором, статические давления на входе в диффузор p_1 и в выходном сечении p_2. Тогда получим:

$$\zeta_п = \frac{\lambda_0^2}{\lambda_1^2} = \frac{1-\left(\dfrac{p_2}{p_{01}}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{1-\left(\dfrac{p_1}{p_{01}}\right)^{\frac{k-1}{k}}}. \qquad (2\text{-}17)$$

Статическое давление в выходном сечении диффузора p_2 определяется давлением окружающей среды. При выходе в атмосферу $p_2=B$, где B — барометрическое давление.

Столь же просто и с высокой точностью находится давление p_{01}. Более сложной оказывается оценка среднего статического давления p_1 во входном сечении диффузора. Его прямое измерение с помощью дренажных отборов применимо только для плоских и осесимметричных диффузоров. При отсутствии симметрии необходимо проводить траверсирование всего входного поля скоростей, что связано с большими экспериментальными трудностями, либо определять среднюю величину p_1 на основании косвенных измерений. Последний путь используется наиболее часто и состоит в том, что, кроме давления p_{01} и температуры T_{01}, измеряется весовой расход G рабочего тела через диффузор и вычисляется

для заданных начальных параметров критический расход через рассматриваемый диффузор $G_{кр}$.

В результате можно легко найти приведенный расход q_1. Поскольку $G_{кр}=Ap_{01}F_1/\sqrt{T_{01}}$, формула для оценки q_1 принимает вид:

$$q_1=\frac{G}{G_{кр}}=\frac{1}{A}\cdot\frac{G\sqrt{T_{01}}}{F_1p_{01}}. \qquad (2\text{-}18)$$

Здесь A — постоянная, зависящая от свойств рабочего тела, а F_1 — площадь входного сечения диффузора. Для воздуха коэффициент $A=0{,}396$, если расход измеряется в *кг/сек*, площадь — в $м^2$ и давление — в $кг/м^2$.

Далее, используя однозначную связь между давлением p_1 и приведенным расходом q_1, с помощью таблиц газодинамических функций находят все параметры и скорость λ_1 во входном сечении диффузора.

В некоторых случаях, когда мощность источника питания позволяет достигнуть критического расхода через диффузор, величина приведенного расхода q_1 определяется на основании прямых измерений, так как теперь

$$G_{кр}=\frac{p_{01}}{p_{01макс}}G_{макс};$$

$$q_1=\frac{p_{01макс}}{p_{01}}\cdot\frac{G}{G_{макс}}.$$

Здесь $G_{макс}$ — максимальный критический расход через диффузор, полученный при начальном давлении $p_{01\,макс}$.

Приведенная методика интегральной оценки коэффициента полных потерь и к. п. д. диффузора требуют минимальной затраты экспериментального времени, а точность ее определяется по существу точностью определения расхода. Если же величину критического расхода удается определить непосредственно из опыта, то точность оценки q_1 оказывается еще выше. Сравнение коэффициентов $\zeta_п$ и $\eta_д$, полученных на основании прямых измерений давления p_1 и рассчитанных по интегральной методике, показывает почти полную сходимость результатов [Л. 44].

Таким образом, можно считать, что экспериментальная оценка коэффициента полных потерь является достаточно надежной. В этой связи сравнение опытных

данных с данными, полученными теоретическими методами расчета диффузоров, целесообразно вести непосредственно по коэффициенту полных потерь $\zeta_п$ либо по к. п. д. диффузора $\eta_д$. Если сравнение ведется по величине внутренних потерь ζ, то необходимо четко указать, каким образом эти потери получены.

Наиболее просто коэффициент внутренних потерь может быть найден из соотношения

$$\zeta=\zeta_п-\zeta_{в.с}, \qquad (2\text{-}19)$$

где

$$\zeta_{в.с}=\frac{c_{2ср}^2}{c_1^2}=\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2\frac{1}{n^2}. \qquad (2\text{-}20)$$

Оценка выходных потерь кинетической энергии по соотношению (2-20) справедлива только при равномерном профиле скорости в выходном сечении диффузора.

В общем случае для вычисления коэффициента $\zeta_{в.с}$ необходимо пользоваться более сложным выражением, полученным в результате осреднения местных потерь по расходу [Л. 54]:

$$\zeta_{в.с}=\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2\frac{1}{n^2}\int_0^1\left(\frac{c_2}{c_{2ср}}\right)^3 d\left(\frac{F}{F_2}\right).$$

Обозначив через N_2 величину интеграла, получим:

$$\zeta_{в.с}=\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2\frac{N_2}{n^2}. \qquad (2\text{-}21)$$

Коэффициент N_2 зависит от профиля скорости в выходном сечении диффузора и всегда, кроме равномерного профиля, превышает единицу.

Следовательно, внутренние потери, вычисленные на основании формул (2-19) и (2-20), включают какую-то (иногда значительную) долю выходных потерь и эти формулы не могут использоваться для сравнения с теоретическими методами расчета, учитывающими расходную составляющую скорости.

Вместе с тем необходимо отметить, что наиболее распространенные в настоящее время полуэмпирические и чисто эмпирические методы расчета диффузоров [Л. 34, 39] базируются в основном на соотношении (2-19). Если

для расчета полных потерь такая условная оценка внутренних потерь вполне допустима, то при определении состояния потока в выходном сечении принятая условность может привести к заметной погрешности.

Из сказанного следует, что величина полных потерь и к. п. д. диффузоров не дают возможности получить действительное значение внутренних потерь, для определения которых необходимо детальное исследование выходного поля скоростей с измерением потерь в каждой точке. При этом обычно местный коэффициент потерь ζ'_i определяется по отношению не к кинетической энергии H_0 во входном сечении, а к располагаемому перепаду энтальпий h_0.

Для перехода от коэффициента ζ' к коэффициенту ζ, вычисленному по отношению к H_0, достаточно воспользоваться соотношением (2-4), так как

$$\zeta = \frac{\Delta h}{h_0} \cdot \frac{h_0}{H_0} = \zeta' \zeta_{\text{п}}.$$

Определение местных значений коэффициента потерь с учетом массового расхода дает:

$$\zeta = \frac{\zeta_{\text{п}}}{m} \int_{F_2} \zeta'_i dm = \frac{\zeta_{\text{п}}}{\rho_{2\text{ср}} c_{2\text{ср}} F_2} \int_{F_2} \zeta'_i \rho_{2i} c_{2i} dF =$$

$$= \zeta_{\text{п}} \int_0^1 \zeta'_i \left(\frac{\rho_{2i}}{\rho_{2\text{ср}}}\right) \left(\frac{c_{2i}}{c_{2\text{ср}}}\right) d\left(\frac{F}{F_2}\right). \qquad (2\text{-}22)$$

Связь между коэффициентом местных потерь ζ'_i и скоростью в выходном сечении c_{2i} вытекает из определения величины ζ'_i. Действительно,

$$\zeta'_i = \frac{\Delta h_i}{h_0} = \frac{h_0 - h_{\text{в.с}}}{h_0} = 1 - \frac{c_{2i}^2}{c_0^2} =$$

$$= 1 - \frac{c_{2i}^2}{c_{2\text{ср}}^2} \cdot \frac{c_{2\text{ср}}^2}{c_0^2}.$$

Отсюда

$$\frac{c_{2i}}{c_{2\text{ср}}} = \frac{c_0}{c_{2\text{ср}}} \sqrt{1 - \zeta'_i}. \qquad (2\text{-}23)$$

Здесь c_0 — условная скорость, эквивалентная располагаемому перепаду энтальпий h_0.

Подставив полученное соотношение в формулу (2-22) и пренебрегая изменением плотности в выходном сечении, получим:

$$\zeta = \frac{c_0}{c_{2\text{ср}}} \zeta_{\text{п}} \int_0^1 \zeta'_i \sqrt{1 - \zeta'_i}\, d\left(\frac{F}{F_2}\right).$$

Отношение скоростей $c_0/c_{2\text{ср}}$ легко связать с коэффициентом полных потерь и степенью расширения диффузора, так как

$$\frac{c_0}{c_{2\text{ср}}} = \frac{c_0}{c_1} \cdot \frac{c_1}{c_{2\text{ср}}} = \sqrt{\zeta_{\text{п}}} \frac{\rho_{2\text{ср}} F_2}{\rho_1 F_1} = n \sqrt{\zeta_{\text{п}}} \frac{\rho_{2\text{ср}}}{\rho_1}.$$

В результате соотношение для определения внутренних потерь по данным зондовых испытаний примет следующий вид:

$$\zeta = \frac{\rho_{2\text{ср}}}{\rho_1} n \sqrt{\zeta_{\text{п}}^3} \int_0^1 \zeta'_i \sqrt{1 - \zeta'_i}\, d\left(\frac{F}{F_2}\right).$$

Выведенную формулу осреднения можно будет представить и в несколько ином виде, если в соотношении (2-22) заменить местный коэффициент потерь ζ' отношением квадратов соответствующих скоростей из выражения (2-23). Тогда

$$\zeta = \zeta_{\text{п}} \frac{c_0}{c_{2\text{ср}}} \int_0^1 \frac{c_{2i}}{c_0} \left[1 - \frac{c_{2i}^2}{c_0^2}\right] d\left(\frac{F}{F_2}\right).$$

Полученный интеграл определяет хорошо известную относительную площадь потери энергии, если скорость c_0 равна максимальной скорости в выходном сечении.

Указанное условие выполняется автоматически при равенстве давления полного торможения в ядре $p_{02\,i\,\text{макс}}$ начальному давлению p_{01}. В противном случае толщина потери энергии, вычисленная по отношению к максимальной скорости $c_{2\text{макс}}$, будет в выходном сечении меньше рассматриваемого интеграла.

Введем следующие обозначения:

$$\overline{\Delta}^{***}{}_2 = \frac{\Delta^{***}{}_2 \Pi_2}{F_2} = \int_0^1 \frac{c_{2i}}{c_0}\left(1 - \frac{c_{2i}^2}{c_0^2}\right) d\left(\frac{F}{F_2}\right);$$

$$\overline{\delta}^{***}{}_2 = \frac{\delta^{***}{}_2 \Pi_2}{F_2} = \int_0^1 \frac{c_{2i}}{c_{2\text{макс}}}\left(1 - \frac{c_{2i}^2}{c_{2\text{макс}}^2}\right) d\left(\frac{F}{F_2}\right),$$

$$\overline{\Delta}^{***}{}_2 = \psi \overline{\delta}^{***}{}_2;$$

Π_2 — периметр канала в выходном сечении;

ψ — коэффициент соответствия между введенными величинами; при $p_{01} = p_{02\,\text{макс}}$ $\psi = 1$; если $p_{01} > p_{02\,\text{макс}}$, то $\psi > 1$; например, для турбулентного профиля скорости и $p_{02\,\text{макс}}/p_{01} = 0{,}95$ $\psi = 1{,}2$; для $p_{02\,\text{макс}}/p_{01} = 0{,}9$ $\psi = 1{,}57$.

Таким образом, для оценки внутренних потерь в диффузоре по известному профилю скорости в выходном сечении получим следующее соотношение:

$$\zeta = \zeta_\text{п} \frac{c_0}{c_1} \cdot \frac{c_1}{c_{2\text{ср}}} \overline{\Delta}^{***}{}_2 = \zeta_\text{п}^{3/2} n \overline{\Delta}^{***}{}_2 \frac{\rho_{2\text{ср}}}{\rho_1}.$$

Заменив здесь $\overline{\Delta}^{***}{}_2$ обычной толщиной потерь энергии, получим:

$$\zeta = \zeta_\text{п}^{3/2} n \psi \overline{\delta}^{***}{}_2 \frac{\rho_{2\text{ср}}}{\rho_1}. \qquad (2\text{-}24)$$

Формула (2-24) позволяет на основании опытных данных разделить полные потери в диффузорах на внутренние потери и потери с выходной скоростью, так как однозначно связывает выходной профиль скорости с коэффициентами $\zeta_\text{п}$ и ζ. Более того, эта формула решает задачу и о теоретическом расчете полных потерь в диффузорах.

Из (2-24) следует, что

$$\zeta_\text{п} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \cdot \frac{\zeta}{n \psi \overline{\delta}^{***}{}_2}\right)^{2/3}. \qquad (2\text{-}24\text{а})$$

В такой записи формулы (2-24) и (2-24а) справедливы без каких бы то ни было ограничений, налагаемых на характер течения в диффузоре.

Из приведенного анализа ясно, что экспериментальная оценка внутренних потерь с учетом расходной составляющей скорости представляет собой достаточно длительную и сложную операцию. По этой причине в экспериментальной практике более распространены оценки по среднерасходным скоростям с условным определением коэффициента внутренних потерь ζ по соотношению

$$\zeta = \zeta_\text{п} - \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 \frac{1}{n^2}. \qquad (2\text{-}25)$$

Естественно, что результаты расчета по формуле (2-25) нельзя сравнивать с результатами расчета, полученными теоретическими методами, учитывающими форму профиля скорости в выходном сечении. В силу сказанного более удобным для таких сравнений является коэффициент полных потерь $\zeta_\text{п}$, которым мы и будем пользоваться в дальнейшем. Кроме того, из экспериментальных значений величины $\zeta_\text{п}$ можно найти относительные условные площади вытеснения пограничного слоя $\overline{\Delta^*_2}$ в выходном сечении диффузора, так как между $\zeta_\text{п}$ и $\overline{\Delta^*_2}$ существует однозначная зависимость, вытекающая из формулы (2-17).

Действительно,

$$\zeta_\text{п} = \frac{\lambda_0^2}{\lambda_1^2} = \frac{c_0^2}{c_1^2}.$$

Отношение скоростей c_0/c_1 найдем из уравнения неразрывности, записанного для минимального и выходного сечений диффузора.

При равномерном поле скоростей во входном сечении получим:

$$\rho_1 c_1 F_1 = \rho_2 c_{2\text{ср}} F_2.$$

Далее от средней скорости в выходном сечении $c_{2\text{ср}}$ перейдем к условной скорости c_0 и условной эффективной выходной площади $F_{2\text{эф}}$, считая равномерным распределение скорости c_0 по всей этой площади. Тогда

$$\rho_1 c_1 F_1 = \rho_2 c_0 F_{2\text{эф}}. \qquad (2\text{-}26)$$

Если ввести в рассмотрение условную площадь вытеснения, равную

$$\overline{\Delta}^*{}_2 = \int_0^1 \left(1 - \frac{c_{2i}}{c_0}\right) \frac{dF}{F_2}, \qquad (2\text{-}27)$$

то

$$F_{\text{эф}} = F_2 - \bar{\Delta}^*_2. \qquad (2\text{-}28)$$

В случае, когда в выходном сечении диффузора есть хотя бы одна точка, где давление полного торможения $p_{02\,\text{макс}} = p_{01}$, $c_0 = c_{2\,\text{макс}}$, формула (2-27) определяет обычную площадь вытеснения δ^*_2 (если отношение плотностей считать равным единице).

Из выражений (2-28) и (2-26) получим следующее соотношение, связывающее коэффициент $\zeta_{\text{п}}$ с площадью вытеснения $\bar{\Delta}^*_2$:

$$\zeta_{\text{п}} = \frac{c_0^2}{c_1^2} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 \frac{1}{n^2 (1 - \bar{\Delta}^*_2)^2}. \qquad (2\text{-}29)$$

Формула (2-29) справедлива для любого диффузорного канала и сводит расчет коэффициента полных потерь к задаче по определению условной относительной площади вытеснения $\bar{\Delta}^*$. При $p_{02\,\text{макс}} = p_{01}$ $\bar{\Delta}^*_2 = \bar{\delta}^*_2$ и задача сводится к расчету интегральной площади вытеснения в выходном сечении $\bar{\delta}^*_2$ на основе обычных соотношений пограничного слоя, а уравнение (2-29) принимает вид:

$$\zeta_{\text{п}} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 \frac{1}{n^2 (1 - \bar{\delta}^*_2)^2}. \qquad (2\text{-}29\text{а})$$

Выражение (2-29а), полученное А. С. Гиневским [Л. 18, 95], справедливо для безотрывного течения при существовании потенциального ядра в выходном сечении канала. Если такое ядро отсутствует, то

$$\zeta_{\text{п}} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 \frac{\psi_1}{n^2 (1 - \bar{\delta}^*_2)^2}, \qquad (2\text{-}29\text{б})$$

где $\psi_1 \geqslant 1$ — поправочный коэффициент, зависящий от степени падения давления полного торможения в области максимальной выходной скорости.

Приведенные формулы (2-29) и (2-29а) дают возможность на основании простых исытаний получить обширные экспериментальные данные по интегральным толщинам пограничного слоя и выяснить возможность использования теории для расчета пограничного слоя в диффузорных каналах при различных положительных градиентах давления.

Покажем далее, что использование интегральной методики не только дает возможность получить коэффициенты $\zeta_{\text{п}}$ и $\eta_{\text{д}}$, но и позволяет найти потерю давления полного торможения σ_0. С этой целью, используя соотношение (2-18) и имея в виду, что вдоль диффузора весовой расход не изменяется, запишем равенство

$$G = AF_1 \frac{p_{01} q_1}{\sqrt{T_{01}}} = AF_2 \frac{p_{02} q_2}{\sqrt{T_{02}}},$$

где p_{02} и q_2 — величины, осредненные по расходу, и A — коэффициент, зависящий от свойств рабочего тела.

Отсюда, поскольку для изолированной системы $T_{01} = T_{02}$,

$$p_{01} q_1 = \frac{p_{02} q_2 F_2}{F_1}.$$

Введем в последнее равенство средние статические давления p_1 и p_2 следующим образом:

$$\frac{p_{01} q_1}{p_1} = \frac{p_2}{p_1} \cdot \frac{F_2}{F_1} \cdot \frac{p_{02} q_2}{p_2}. \qquad (2\text{-}30)$$

Величина p_0/p однозначно определяется безразмерной скоростью λ [Л. 25]:

$$\frac{p_0 q}{p} = \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \lambda \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{-1}. \qquad (2\text{-}31)$$

Тогда из формулы (2-30) получим уравнение для определения среднерасходной скорости при известных значениях давлений p_1 и p_2:

$$\lambda_1 \left[1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_1^2\right]^{-1} = \frac{p_2}{p_1} n \lambda_2 \left[1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_2^2\right]^{-1}. \qquad (2\text{-}32)$$

Для облегчения расчетов на рис. 2-7 приведена зависимость комплекса $\lambda \left[1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right]^{-1}$ от скорости λ.

В результате, вычислив из уравнения (2-32) скорость λ_2, по таблицам газодинамических функций легко найти отношение давлений p_2/p_{02} и, следовательно, коэффициент σ_0:

$$\sigma_0 = \frac{p_{02}}{p_{01}} = \frac{p_2}{p_{01}} \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_2^2\right)^{-\frac{k}{k+1}}. \qquad (2\text{-}33)$$

Рассмотренные методы определения основных коэффициентов, характеризующих работу диффузоров, и методические соображения необходимо учитывать при постановке эксперимента. В частности, система измерений должна обеспечивать надежное определение расхода рабочего тела, начальных параметров и давления в выходном сечении исследуемых диффузоров.

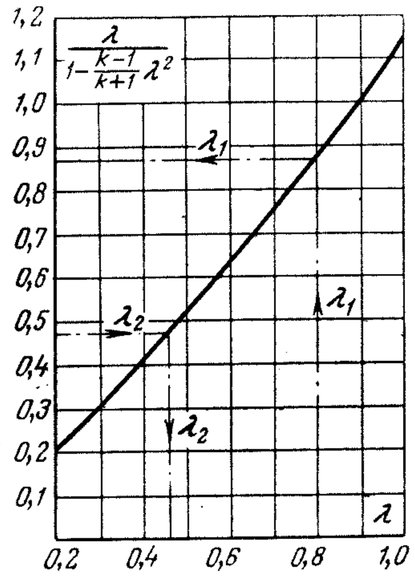


Рис. 2-7. К определению среднерасходной скорости в выходном сечении диффузора.

Помимо указанных основных величин, крайне желательно предусмотреть возможность прямых измерений статического давления во входном сечении диффузора и обеспечить траверсирование выходного поля скоростей.

Наиболее полно всем указанным выше требованиям удовлетворяет схема парового экспериментального контура МЭИ, приведенная на рис. 2-8. Пар к установке подводится через задвижку *ПЗ* с байпасным вентилем *ПБ* и бачок *1*. Ресивер *2* и прямой участок *3* служат для успокоения потока. С целью измерения давлений и температур вдоль успокоительного участка предусмотрены измерительные люки. Исследуемые диффузоры крепятся на фланце *4* между успокоительным участком *3* и рабочим участком *5*. В выходном сечении диффузора располагается измерительный насадок, соединенный с координатником *7*.

После рабочей части пар поступает в выхлопную часть, где расположена дроссельная заслонка *6*, с помощью которой можно в широком диапазоне изменять противодавление p_2.

Отработанный пар поступает в конденсатор, откуда образующийся конденсат насосом ЭКН откачивается в мерный бак. Небольшая площадь сечения мерного бака позволяет с высокой точностью измерять не только большие, но и малые расходы пара. Из мерного

бака конденсат сбрасывается в сливной бак. Дренирование успокоительного и рабочего участков осуществляется периодически, а дренаж сбрасывается в тарировочный бачок *8* и далее в конденсатор. Бачок имеет как вакуумный, так и атмосферный слив. Для регулирования слива служат вентили *9* и *10*, а контроль уров-

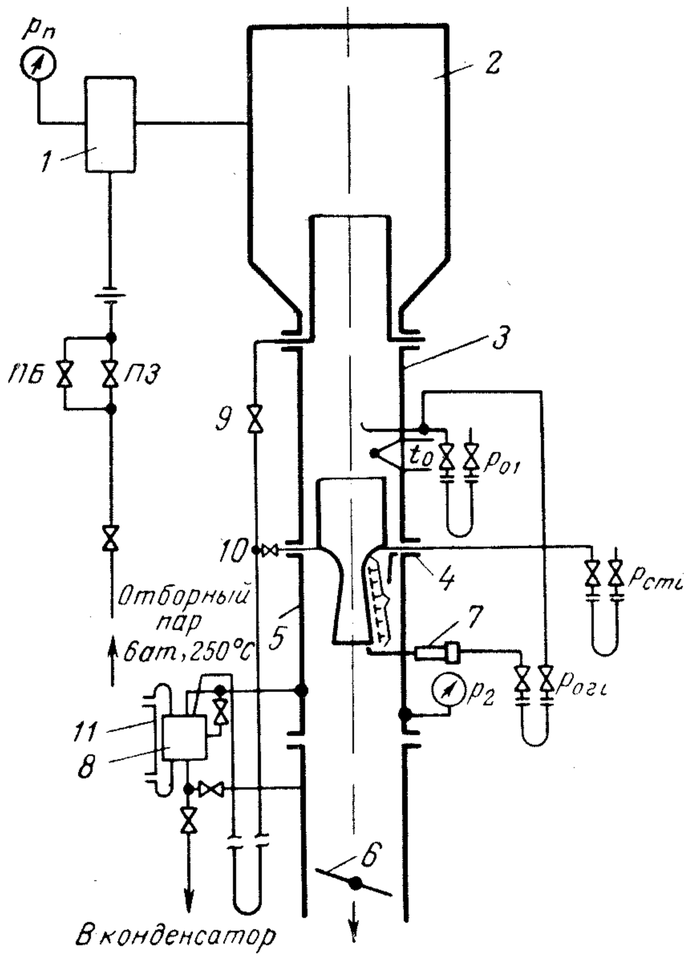


Рис. 2-8. Схема парового экспериментального контура МЭИ.

ня осуществляется при помощи водомерного стекла *11*.

Рассмотренная схема позволяет проводить независимое изменение чисел λ_1 и Re_1 в следующих диапазонах: $\lambda_1 = 0{,}1 \div 1$; $Re = 3 \cdot 10^4 \div 5 \cdot 10^5$.

Фотография одного из воздушных стендов открытого типа, используемых в МЭИ, приведена на рис. 2-9. В этом случае все измерения значительно упрощаются. Однако падает точность определения расхода и исклю-

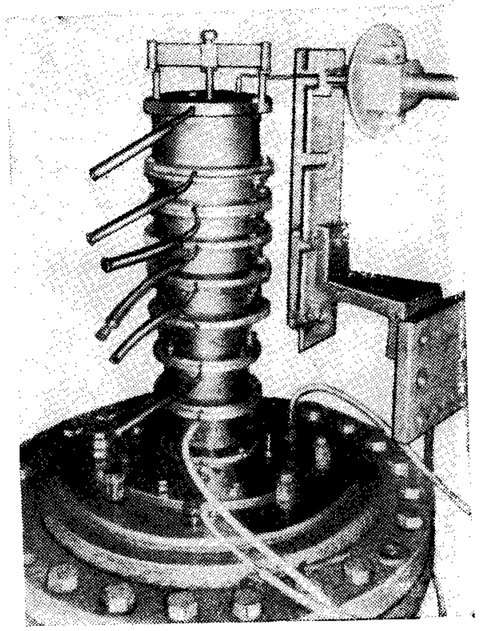


Рис. 2-9. Экспериментальная установка для исследования конических диффузоров.

чается возможность независимого моделирования течения по числам M и Re. Последний недостаток можно устранить на установках с закрытой системой выхлопа, где можно изменять противодавление, но и в этом случае диапазон возможных изменений режимных параметров оказывается значительно у́же, чем при паровых испытаниях.

2-4. Потери в диффузорах и их расчет

Структура потока в диффузорных элементах является достаточно сложной, что существенно затрудняет их аналитический расчет. В результате до настоящего времени наиболее достоверным оказывается не расчетный, а экспериментальный путь определения потерь.

Однако для анализа опытных данных и построения приближенных расчетных схем целесообразно более подробно остановиться на механизме образования потерь в диффузорах. Рассматривая последние как устройства для эффективного преобразования кинетической энергии потока в потенциальную, следует отметить, что совершенство этого преобразования зависит как от внутренних потерь непосредственно на диффузорном элементе, так и от величины кинетической энергии потока, покидающего этот элемент. В общем случае внутренние потери в любом канале определяются потерями на трение и потерями, связанными с образованием отрывных зон. При безотрывном течении единственным источником потерь является внутреннее трение. Для течения с потенциальным ядром эти потери определяются обычно по интегральным характеристикам пограничного слоя в конечных сечениях. Используя этот метод, можно и для диффузоров получить сравнительно простые расчетные формулы. Прежде чем непосредственно перейти

к выводу таких формул, выясним вероятность безотрывного течения в диффузорах.

Теоретические исследования в указанном направлении, вообще говоря, противоречивы. Так, согласно расчетам Н. А. Слезкина [Л. 93], С. М. Тарга [Л. 99] и О. Н. Овчинникова [Л. 82] даже при ламинарном режиме течения в пограничном слое возможно существование безотрывного течения при степенях расширения

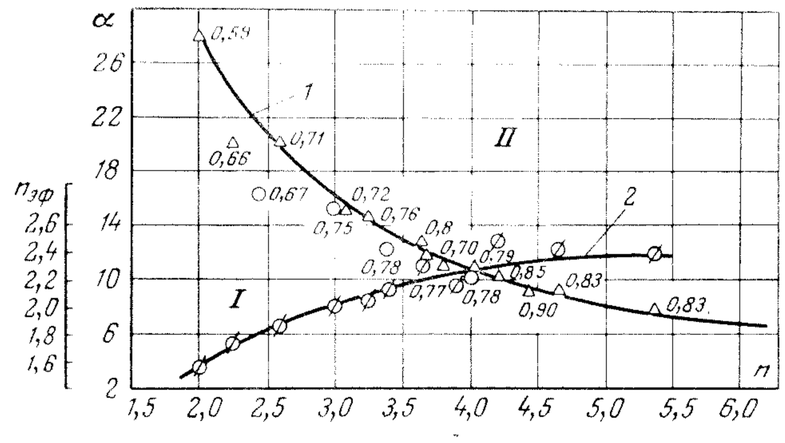


Рис. 2-10. Линия **предельных параметров** безотрывных плоских и конических диффузоров.

1 — зависимость $\alpha=f(n)$; О — опыты МЭИ; △ — данные Кляйна; *2* — зависимость $n_{эф}=f(n)$.

$n<2$. В то же время анализ, проведенный Г. М. Бам-Зеликовичем [Л. 4] для турбулентного слоя, показал, что при небольшом входном участке перед диффузором отрыв должен происходить непосредственно в горле, если угол раскрытия $\alpha>6°$. Некоторую ясность в этот вопрос вносит работа Кляйна [Л. 142, 143], обобщившего ряд экспериментальных данных и показавшего на этой основе, что область предельных геометрических параметров, отделяющих безотрывное течение от отрывного, в плоских и конических диффузорах весьма значительна и охватывает по существу основную группу диффузоров, применяемых в технике.

Для подтверждения сказанного на рис. 2-10 построена с использованием данных [Л. 142, 143] предельная кривая *1*, разделяющая всю область $\alpha(n)$ на две части: безотрывных диффузоров (область *I*) и отрывных (область *II*); цифры у экспериментальных точек соответ-

ствуют значениям коэффициента восстановления энергии. Здесь же нанесены данные, полученные в МЭИ.

Приведенные результаты опытов устанавливают тесную связь между степенью расширения n и максимальным углом раскрытия диффузора α. С увеличением степени расширения для получения безотрывного течения необходимо существенно уменьшать угол и при увеличении от $n=2$ до $n\approx4\div5$ $\alpha_{макс}$ падает с 24 до 9°. Такая связь между предельными параметрами обусловлена обратным влиянием пограничного слоя на течение в потенциальном ядре потока. Это влияние можно учесть, если ввести в рассмотрение не геометрическую, а эффективную степень расширения диффузора, определяемую соотношением

$$n_{эф}=n\left(1-\frac{\Delta_2^*}{F_2}\right), \qquad (2\text{-}34)$$

где, как и раньше, Δ^*_2 — площадь, эквивалентная условной толщине вытеснения в выходном сечении, а F_2 — геометрическая площадь выхода из диффузора.

Анализируя теперь данные на рис. 2-10, можно отметить, что при больших углах раскрытия и малой степени расширения длина диффузора оказывается малой. В результате геометрическая степень расширения почти совпадает с эффективной.

Увеличение геометрической степени расширения n при одновременном уменьшении α приводит к более значительному отклонению $n_{эф}$ от n.

Поскольку падение скорости в ядре потока определяется эффективным значением степени расширения, вдоль кривой *1* (рис. 2-10), соответствующей предельному падению скорости, обеспечивающей безотрывное течение, $n_{эф}$ должно изменяться в сравнительно малых пределах. Действительно, рассчитывая для рассматриваемых диффузоров по соотношению (2-29) толщину вытеснения в выходном сечении, получим вдоль всей кривой значение $n_{эф}\approx1{,}8\div2{,}5$ (кривая *2*).

Другими словами, безотрывное течение в диффузоре оказывается возможным только в том случае, если в ядре потока отношение скоростей $c_0/c_1<2{,}5$.

Оценивая в целом приведенные результаты, необходимо отметить, что безотрывное течение возможно как при больших углах раскрытия α, так и при больших геометрических степенях расширения, если, конечно, при

этом не нарушается соотношение, устанавливаемое кривой *1* на рис. 2-10.

Следовательно, вопрос о теоретической оценке потерь на трение в диффузорных элементах представляет вполне конкретный интерес. Учитывая сказанное, рассмотрим эту задачу подробнее. Предположим, что в результате расчета пограничного слоя нам известны все интегральные толщины в выходном сечении диффузора, а на входе в него пограничный слой отсутствует. Тогда согласно физическому смыслу величины δ^{***} потеря энергии в выходном сечении выражается соотношением

$$\Delta h=\frac{1}{2}\rho_2 c^3_{2макс}\delta^{***}_2. \qquad (2\text{-}35)$$

Здесь ρ_2 и $c_{2макс}$ — плотность и скорость в ядре потока на выходе из диффузора, а δ_2^{***} — площадь потери кинетической энергии в этом же сечении.

Величину кинетической энергии H_0 во входном сечении диффузора при равномерном входном поле скоростей и массовом расходе m выразим следующим образом:

$$H_0=\frac{1}{2}mc_1^2=\frac{1}{2}\rho_1 c_1^3 F_1.$$

Тогда согласно определению коэффициент внутренних потерь будет равен:

$$\zeta=\frac{\Delta h}{H_0}=\frac{\rho_2}{\rho_1}\cdot\frac{c^3_{2макс}}{c_1^3}\overline{\delta}^{***}_2\frac{F_2}{F_1}.$$

Для связи между максимальной скоростью $c_{2макс}$ в выходном сечении и скоростью c_1 воспользуемся уравнением неразрывности и введем в рассмотрение эффективную площадь $F'_{2эф}$, т. е. площадь необходимую для пропуска заданного расхода при максимальной скорости $c_{2макс}$ и плотности в центре ρ_2:

$$\rho_1 c_1 F_1=\rho_2 c_{2ср}F_2=\rho_2 c_{2макс}F'_{2эф}.$$

Отсюда

$$\frac{c_{2макс}}{c_1}=\frac{\rho_1}{\rho_2}\cdot\frac{F_1}{F'_{2эф}}$$

и формула для оценки коэффициента внутренних потерь ζ примет вид:

$$\zeta=\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2\frac{\overline{\delta}_2^{***}n}{n'^3_{эф}}. \qquad (2\text{-}36)$$

Учитывая, что $n'_{эф} = n(1 - \bar{\delta}^*)$, представим (2-36) в следующем виде:

$$\zeta = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right) \frac{\bar{\delta}^{***}_2}{n^2 (1 - \bar{\delta}^*_2)^3}. \qquad (2\text{-}36а)$$

Здесь $\bar{\delta}^{***}_2 = \delta^{***}_2/F_2$ — относительная площадь потери энергии, а $\bar{\delta}^*_2 = \delta^*_2/F_2$ — относительная площадь толщины вытеснения.

К выражению (2-36а) мы приходим сразу в результате совместного решения уравнения (2-24) и (2-29) при $\bar{\delta}^*_2 = \bar{\Delta}^*_2$ и $\bar{\delta}^{***}_2 = \bar{\Delta}^{***}_2$.

Формула (2-36а) была выведена А. С. Гиневским [Л. 18] и обобщена им на течение с теплообменом и течение с начальным пограничным слоем.

В последнем случае при $\rho_1 = \rho_2$ соотношение (2-36а) принимает вид:

$$\zeta = \frac{\bar{\delta}^{***}_2}{n^2 (1 - \bar{\delta}_2^*)^3} - \frac{\bar{\delta}^{***}_1}{(1 - \bar{\delta}^*_1)^3}, \qquad (2\text{-}36б)$$

где индекс «1» относится к величинам во входном сечении.

Полученные соотношения решают задачу оценки коэффициента потерь в диффузорах при условии, что скорость $c_{2макс}$, определенная из уравнения неразрывности, совпадает со скоростью c_0, эквивалентной перепаду энтальпий h_0 (см. рис. 2-4).

Указанное условие сводится к равенству давлений полного торможения во входном сечении p_{01} и максимального давления полного торможения в выходном сечении диффузора p_{02}. В противном случае при $p_{02макс} < p_{01}$ расчеты по формуле (2-36а) существенно занижают величину коэффициента внутренних потерь.

Отметим, что падение давления полного торможения в ядре потока не единственная и, пожалуй, даже не решающая причина расхождения расчетных и опытных величин. Более серьезным является отсутствие надежных экспериментальных данных, пригодных для сравнения. Даже для простейших конических диффузоров в большинстве приводятся опытные значения коэффициентов внутренних потерь, полученные без учета расходной составляющей скорости, что сильно завышает величину ζ и не позволяет сравнить эти данные с результатами расчета по теоретическим методам, основанным на интегральных толщинах пограничного слоя. Для примера укажем, что нами при детальном исследовании конических диффузоров были получены следующие результаты. Диффузор при угле раскрытия $\alpha = 7°$, степени расширения $n = 3$ и $\lambda_1 = 0{,}8$ имел коэффициент полных потерь $\zeta_п = 16\%$. Его внутренние потери составляли при осреднении без учета расходной составляющей скорости $\zeta = 9{,}5\%$, а с учетом ее 5,8%. Соответственно потери с выходной скоростью были в первом случае 6,5, а во втором 10,2%. Выше мы уже указывали, что при решении вопроса о целесообразности использования того или иного метода расчета необходимо исходить из сопоставимых коэффициентов полных потерь.

Оставляя в стороне методическую сторону вопроса, для согласования расчетных и опытных данных при $p_{02макс} < p_{01}$ можно ввести добавочный коэффициент ψ_2, зависящий от степени падения давления полного торможения в ядре потока, либо воспользоваться условными характеристиками пограничного слоя Δ^* и Λ^{***}, вычисленными по отношению к условной скорости c_0. В этом случае вместо (2-36а) получим:

$$\zeta = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 \frac{\bar{\delta}^{***}_2 \psi_2}{n^2 (1 - \bar{\delta}^*_2)^3} = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 \frac{\bar{\Delta}^{***}_2}{n^2 (1 - \bar{\Delta}^*_2)^3}. \qquad (2\text{-}37)$$

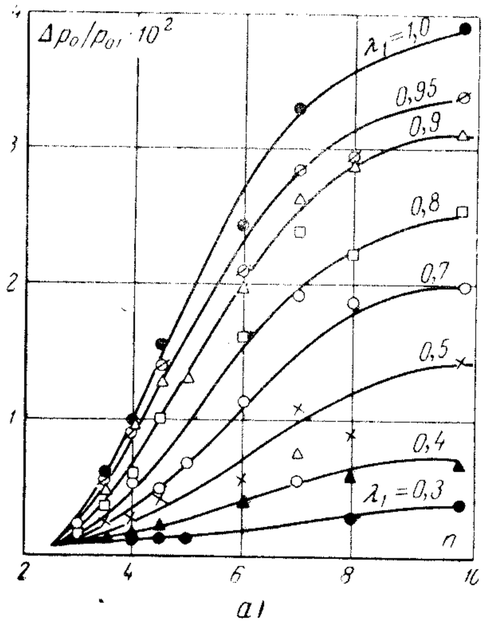
Формула (2-37) обобщает выражение (2-36а) для общего случая безотрывного течения потока в каналах.

Неравенство $p_{02макс} < p_{01}$ имеет место при смыкании пограничного слоя. Более спорным является вопрос о существовании указанного неравенства в случае, когда профиль скорости на выходе из диффузора в поперечном сечении имеет четко выраженный участок постоянной скорости (ядро потока). Принятое деление рассматриваемой области течения на зону пограничного слоя и потенциальное ядро при формальном подходе автоматически приводит к постоянству давления полного торможения в ядре потока.

Следует, однако, иметь в виду асимптотический характер профиля скорости в поперечном сечении пограничного слоя и условность определения его внешней границы.

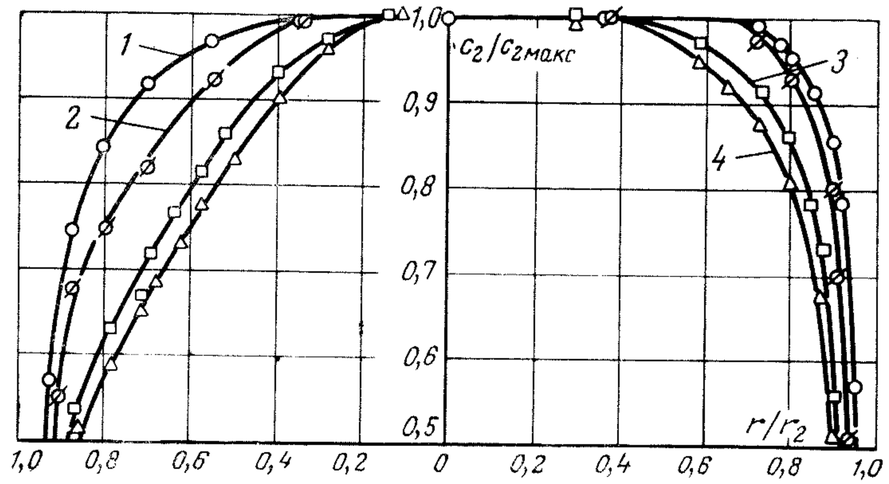
Если для задач внешнего обтекания тел, когда область пограничного слоя несоизмеримо мала по сравне-

нию с внешним потоком, отмеченная условность вполне допустима, то применительно к внутренним задачам, где пограничный слой занимает бо́льшую часть потока, вряд ли можно говорить о существовании потенциального ядра в полном смысле этого слова. Присутствие в центральной области диффузорного канала даже весьма малой завихренности потока может являться причиной падения давления полного торможения.



а)

Высказанные соображения подтверждаются многочисленными экспериментами по определению потерь в различного рода каналах и диффузорах. Так, при испытаниях турбинных решеток потери концентрируются не только в зоне кромочного следа, но существуют и вне его, там, где поле средних скоростей равномерно [Л. 25, 26, 27]. Уровень потерь здесь



б)

Рис. 2-11. Относительное падение давления полного торможения в конических диффузорах (*а*) и профили скорости в поперечном сечении некоторых каналов (*б*).

1 — $\alpha=7°$; $n=2$; $\lambda=0{,}5$; *2* — $\alpha=7°$; $n=2{,}0$; $\lambda=0{,}8$; *3* — $\alpha=7°$; $n=3{,}0$; $\lambda=0{,}5$; *4* — $\alpha=7°$; $n=3$; $\lambda=0{,}8$.

определяется в основном степенью турбулентности набегающего потока. Такая же картина наблюдается в диффузорных каналах. Для примера на рис. 2-11,*а* нанесено относительное падение давления полного торможения в центре конического диффузора при различных степенях расширения и скоростях на входе λ_1. Соответствующие этим кривым профили скорости в выходном сечении, приведенные на рис. 2-11,*б*, показывают, что смыкание пограничного слоя происходит при $n>3{,}5$, а снижение давления p_{01} замечается уже при $n>2{,}5$. В дальнейшем это снижение становится достаточно большим и возрастает с ростом безразмерной скорости λ_1.

Отмеченный факт падения давления полного торможения в ядре потока при несомкнувшихся пограничных слоях существенно осложняет теоретические методы расчета, даже если известны все характеристики пограничного слоя в выходном сечении канала. Во многих случаях отношение $\Delta p_0/p_{01}$ невелико, и, например, Рено и Джонстон в работе [Л. 89] считают возможным для практических расчетов пренебречь величиной $\Delta p_0 = p_{01}-p_{02}$.

Тем не менее до настоящего времени в практике инженерных расчетов для оценки коэффициентов потерь в диффузорах используются либо экспериментальные данные, либо полуэмпирические методы. В значительной степени их распространение объясняется простотой расчетных формул и кажущейся универсальностью, в то время как использование формул типа (2-36а) требует достаточно сложных расчетов для определения интегральных толщин пограничного слоя, а область применения полученных результатов ограничена случаями безотрывного течения.

По этой причине рассмотрим наиболее распространенный метод расчета потерь, основанный на разделении внутренних потерь на потери трения и расширения. В этом методе при расчете потерь на трение в качестве исходной принята известная гидравлическая формула [Л. 34, 54]

$$\Delta h_{тр} = \xi_1 \frac{\rho c^2}{2} \cdot \frac{L}{D}, \qquad (2\text{-}38)$$

определяющая величину потерь на участке трубы длиной L и диаметром D при стабилизированном течении.

Такое течение имеет место на значительном расстоянии от входного сечения, где произошло смыкание пограничного слоя и установился типичный турбулентный профиль скорости. В целом можно считать, что формула (2-38) дает хорошее совпадение с опытными данными при удалении рассматриваемого участка на 20—30 калибров от входного сечения.

Коэффициент ξ_1, входящий в выражение (2-38), зависит от числа Re_D и при $Re_D < 10^6$ наиболее часто используется в следующем виде:

$$\xi_1 = 0{,}316 Re_D^{-1/4}.$$

Применим формулу (2-38) для расчета конического диффузора. С этой целью разобьем его на бесконечно большое число цилиндрических участков длиной dx и запишем формулу (2-38) для бесконечно малого участка:

$$d(\Delta h) = \xi_1 \frac{\rho c^2}{2} \cdot \frac{dx}{D}. \qquad (2\text{-}38а)$$

Здесь ρ, c и D — текущие значения плотности, скорости и диаметра вдоль оси x.

Проинтегрировав выражение (2-38а) по всей длине, получим полную величину потерь на трение в диффузоре. Предварительно, однако, установим связь диаметра D с координатой x.

Из геометрических соотношений

$$\bar{x} = \frac{D - D_1}{2 \sin \frac{\alpha}{2}}$$

и

$$dx = \frac{dD}{2 \sin \frac{\alpha}{2}}. \qquad (2\text{-}39)$$

Для несжимаемой жидкости ($\rho = \text{const}$) связь между скоростью и диаметром устанавливается из уравнения неразрывности:

$$c = c_1 \frac{D_1^2}{D^2}. \qquad (2\text{-}39а)$$

Подставив (2-39) и (2-39а) в (2-38а), в результате интегрирования от D_1 до D_2 получим:

$$\Delta h_{тр} = \frac{\rho c_1^2}{2} \frac{D_1^4}{2 \sin \frac{\alpha}{2}} \int_{D_1}^{D_2} \xi_1 \frac{dD}{D^5}. \qquad (2\text{-}40)$$

При больших значениях числа Re_D коэффициент ξ_1 слабо зависит от диаметра и может быть вынесен из-под интеграла. Тогда

$$\Delta h_{тр} = \frac{\rho c_1^2}{2} \cdot \frac{\xi_1}{2 \sin \alpha/2} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right)$$

и для коэффициента потерь $\zeta_{тр}$ придем к следующему выражению:

$$\zeta_{тр} = \frac{\xi_1}{8 \sin \frac{\alpha}{2}} \left(1 - \frac{1}{n^2}\right). \qquad (2\text{-}41)$$

Расчет потерь для диффузоров, геометрические параметры которых приведены в табл. 2-2, дает следующие результаты.

Таблица 2-2

n ($\alpha = 8°$)	1,5	2,0	2,5	3,0	3,5	4,0
$\zeta_{расч}$, %	1,41	1,50	1,68	1,78	1,92	2,42
$\zeta^*_{опыт}$, %	3,2	5,8	7,5	9	10,2	11,5

* Здесь приведены значения потерь, полученных без учета расходной составляющей скорости.

Расчетные значения оказываются весьма далекими от экспериментальных данных. Однако в этом случае их совпадение и не должно иметь место.

В самом деле, при выводе формулы (2-41) коэффициент трения принимается постоянным, не зависящим от степени расширения диффузора, и для его вычисления используется выражение (2-38а) [Л. 34, 54], полученное для основного участка цилиндрической трубы, где имеет место установившийся профиль скорости в поперечном сечении и произошло смыкание пограничного слоя, развивающегося на стенках трубы.

Как уже указывалось выше, сечение, где применима формула Блазиуса, располагается на расстоянии 20—30 калибров от входа в трубу.

В то же время, анализируя течение в диффузоре, следует отметить, что на большей части его при $n<3{,}5$ и угле $\alpha>7°$ не происходит смыкания пограничного слоя (рис. 2-11). Другими словами, при отсутствии перед диффузором длинного входного участка течение в нем аналогично течению на начальном участке трубы.

Кроме того, следует указать, что профиль скорости на начальном участке трубы существенно отличается от профиля скорости на основном ее участке, для которого получена формула (2-38а). Следовательно, использование этой формулы для расчета потерь на трение в известной степени равносильно определению потерь на начальном участке трубы по соотношениям, справедливым для основного участка. Естественно поэтому, что потери на трение, вычисленные по формуле (2-41), оказываются существенно меньшими опытных значений. Эту разницу можно уменьшить, если в выражение для коэффициента ξ_1 ввести в качестве определяющего размера не гидравлический диаметр, а толщину пограничного слоя. При этом, однако, ξ_1 становится функцией распределения скорости вдоль оси диффузора, т. е. функцией степени расширения диффузора n, и выражение (2-40) даже для $\alpha=\text{const}$ интегрируется значительно сложнее.

В связи с этим при расчете потерь по указанной методике приходится вводить в рассмотрение даже при безотрывном течении так называемые потери расширения $\Delta h_р$, отношение которых к кинетической энергии на входе в диффузор определяет вторую составляющую коэффициента внутренних потерь — коэффициент расширения $\zeta_р$. Сюда включаются все добавочные потери, не учитываемые формулой (2-41).

Оценивая физическую сущность потерь расширения, А. С. Гиневский [Л. 17] связывает их с деформацией поля скоростей в поперечном сечении диффузора; И. А. Биндлер [Л. 7] пытается объяснить их возрастающей турбулентностью по ходу потока; Н. Д. Грязнов относит эти потери только к вихреобразованию, а в работе [Л. 35] объяснения потерь расширения по существу не приводится.

Все высказанные точки зрения дают частичное представление о потерях расширения, но вряд ли стоит искать объяснение физической сущности потерь, определяемых разницей между опытными значениями внутренних потерь ζ и потерь, вычисленных по формуле (2-41), так как последняя, как уже отмечалось, не может правильно оценить порядок потерь на трение.

В результате все неучтенные потери принято определять в долях потерь при внезапном расширении, считая, что

$$\zeta_р = \varphi_р \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2. \qquad (2\text{-}42)$$

Коэффициент пропорциональности, получивший название коэффициента «смягчения удара», считается обычно функцией только угла α. По данным [Л. 34, 54] его величина слабо изменяется с изменением степени расширения n и почти не зависит от режимных параметров.

Учитывая малое абсолютное значение потерь на трение, вычисленных по формуле (2-41), в ряде случаев их целесообразно вообще не выделять, оценивая внутренние потери в диффузорах по соотношению [Л 54]:

$$\zeta = \varphi_д \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2. \qquad (2\text{-}42а)$$

Входящий сюда коэффициент $\varphi_д$ определяется на основании экспериментальных данных и включает как потери на расширение, так и потери трения. Его значения в зависимости от угла α для плоских и конических диффузоров приведены на рис 2-12.

Необходимо отметить, что формула (2-42а) является достаточно общей и удобной для использования, так как она позволяет рассчитывать величину потерь как в отрывных, так и в безотрывных диффузорах. По существу мы имеем здесь дело с полуэмпирическим методом оценки потерь. В силу этого область применения формулы (2-42а) ограничена, вообще говоря, теми диффузорами, для которых получена экспериментальная зависимость $\varphi_д(\alpha)$. Однако простота метода и отсутствие достоверных теоретических решений привели к его широкому распространению для разнообразного класса диффузоров. Наиболее полно этот метод развит в работах [Л. 34, 114], где в самом общем случае пред-

лагается оценивать потери по следующим соотношениям:

$$\zeta_{тр} = \frac{\xi_1}{4} \int_1^n \frac{df}{f^3 \sin \frac{\alpha}{2}}; \qquad (2\text{-}43)$$

$$\zeta_р = 2 \int_1^n \varphi(\alpha) \left(1 - \frac{1}{f}\right) \frac{df}{f^2}. \qquad (2\text{-}44)$$

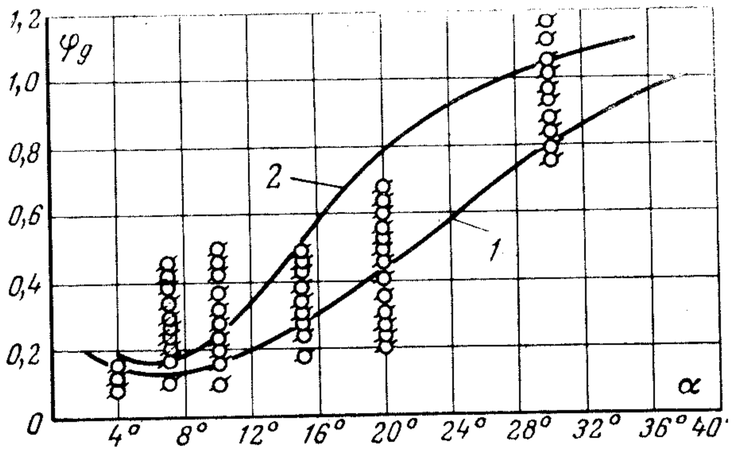


Рис. 2-12. Зависимость коэффициента $\varphi_д$ от угла α.
1 — конический диффузор [Л. 54]; *2* — диффузор квадратного сечения [Л. 54]; ∅ — опытные данные Л. Г. Головиной [Л. 21].

Здесь α — локальный угол диффузора;
$\varphi(\alpha)$ — местный коэффициент смягчения удара;
$f = F/F_1$ — отношение текущей площади к площади на входе в диффузор.

При $\alpha = \text{const}$ эти формулы переходят в обычные выражения (2-41) и (2-42), рассмотренные выше.

Для решения вопроса о правомерности расширения области применения исходного полуэмпирического метода расчета представляется целесообразным провести анализ функциональной зависимости внутренних потерь в диффузорах.

В общем случае потери в диффузорах определяются режимными и геометрическими параметрами. Следовательно, для конических и плоских диффузоров

$$\zeta = \zeta(M,\ \mathrm{Re},\ \alpha,\ n). \qquad (2\text{-}45)$$

Разложив выражение (2-45) в ряд по параметру $1/n$ и ограничившись квадратным членом, получим:

$$\zeta = \varphi_0 \left(1 + \frac{\varphi_1}{\varphi_0} \cdot \frac{1}{n} + \frac{\varphi_2}{\varphi_0} \cdot \frac{1}{n^2}\right). \qquad (2\text{-}46)$$

Для очень малых степеней расширения потери в диффузорах практически совпадают с потерями в трубе, одинаковой с диффузором длины и диаметром D_1, равным входному диаметру диффузора. Следовательно, при n, стремящемся к единице, потери ζ асимптотически приближаются к потерям в трубе, т е. не зависят от n. Вторая асимптота для выражения (2-46) имеет место в случае $n \longrightarrow \infty$.

Следовательно,

$$\left(\frac{\partial \zeta}{\partial n}\right)_{n=1} = 0; \qquad (2\text{-}47)$$

$$\left(\frac{\partial \zeta}{\partial n}\right)_{n\to\infty} = 0. \qquad (2\text{-}47а)$$

Условие (2-47а) выполняется автоматически, а из соотношения (2-47) вытекает, что

$$\varphi_1/\varphi_0 = -2\frac{\varphi_2}{\varphi_0}.$$

В результате зависимость (2-46) преобразуется:

$$\zeta = \varphi_0 \left[\left(1 - \frac{\varphi_2}{\varphi_0} \cdot \frac{1}{n}\right)^2 + \frac{\varphi_2}{\varphi_0} \cdot \frac{1}{n^2}\left(1 - \frac{\varphi_2}{\varphi_0}\right)\right]. \qquad (2\text{-}48)$$

Относительно коэффициентов φ_i заметим, что они должны являться функциями M, Re и угла α. Вместе с тем, учитывая однородность величин φ_0 и φ_2, можно ожидать сравнительно слабой зависимости их отношения φ_2/φ_0 от указанных параметров. Далее для сходимости ряда (2-46) необходимо выполнение условия $\varphi_2/\varphi_0 < 1$. При этом, основываясь на опытных данных, допустимо, видимо, считать отношение φ_2/φ_0 по величине ближе к единице, чем к нулю. Тогда, пренебрегая вторым членом в квадратных скобках по сравнению с первым в выражении (2-48), получим:

$$\zeta \simeq \varphi_0 \left(1 - \frac{A}{n}\right)^2 \qquad (2\text{-}49)$$

$$(A \equiv \varphi_2/\varphi_0).$$

Сравнивая формулы (2-49) и (2-42а), видим, что по структуре они оказываются близкими и выражают по существу одни и те же потери. Однако наличие в выражении (2-49) коэффициента A, вообще говоря зависящего от геометрических и режимных параметров, дает основание думать, что между величинами φ_0 и $\varphi_д$ должно существовать некоторое различие.

Если в формуле (2-49) φ_0 является функцией только чисел M, Re и угла α, то коэффициент $\varphi_д$ должен, видимо, зависеть и от степени расширения, причем эта зависимость будет определяться значением коэффициента A, так как из сравнения выражений (2-42а) и (2-49) вытекает, что

$$\varphi_д = \varphi_0 \left(\frac{1 - \frac{A}{n}}{1 - \frac{1}{n}} \right)^2.$$

Поскольку отношение $\varphi_2/\varphi_0 = A < 1$, с ростом степени расширения $\varphi_д$ должно несколько падать.

Данные, приводимые И. Е. Идельчиком [Л. 54] по коэффициенту $\varphi_р$, свидетельствуют, что его величина зависит от n и в некотором диапазоне углов падает с ростом последнего. Слабая зависимость $\varphi_д$ от n указывает на то, что величина A действительно близка к единице.

Проведенный здесь анализ не претендует на строгость и ориентирован в основном на качественное исследование формулы (2-42а),

Возвращаясь теперь к вопросу о возможности распространения основной зависимости (2-42а) на расчет более сложных диффузоров, следует отметить, что в этом случае нельзя считать функцию $\varphi_д$ зависящей только от местного угла расширения α.

В самом деле, перейдя к кольцевым и криволинейным диффузорам и проведя аналогичный анализ, легко заметить, что в этом случае коэффициент смягчения удара зависит не от одного угла α, но и от ряда других параметров, определяющих геометрию диффузора, влияние которых изучено недостаточно. Правда, степень влияния этих добавочных параметров может быть заметно уменьшена путем удачного выбора так называемого «эквивалентного» угла, но при этом всегда остается место для известного произвола в его выборе.

Кроме того, в рассмотренных работах [Л. 34, 54] по существу отсутствуют опытные данные, характеризующие зависимость коэффициента $\varphi_д$ от режимных параметров, что не позволяет с достаточным основанием считать эту зависимость автомодельной по отношению к числам M и Re.

Более того, экспериментальная проверка, проведенная в МЭИ Л. Г. Головиной [Л. 21], при независимом изменении чисел Маха и Рейнольдса, показала, что указанные параметры решающим образом сказываются на величине коэффициента $\varphi_д$. Опыты проводились с коническими диффузорами при степени расширении $n = 3$ и 4 и углах $\alpha = 4$, 7, 10, 15, 20 и 30°. Скорость λ_1 на входе изменялась от 0,3 до 0,98, а число Re — от 5×10^4 до $8 \cdot 10^5$.

Результаты экспериментального определения коэффициента $\varphi_д$ при умеренных скоростях ($\lambda_1 < 0{,}6$), приведенные на рис. 2-12, свидетельствуют, что даже в дозвуковой области изменение числа Re_1 в пределах $(5 \div 8) \times 10^5$ приводят к изменению коэффициента $\varphi_д$ в 2—3 раза. С ростом начальной скорости (при $\lambda_1 > 0{,}7$) влияние числа Рейнольдса на величину $\varphi_д$ оказывается еще значительнее. Кроме того, следует отметить, что зависимость $\varphi_д(\alpha)$ не учитывает условий входа и начальной степени турбулентности, а эти факторы при определенных условиях могут решающим образом изменить характеристики диффузоров.

Приведенные соображения в значительной степени снижают ценность рассматриваемой методики и не дают оснований для формального распространения ее за пределы тех условий, при которых определена экспериментальная зависимость $\varphi_д(\alpha)$. В этой связи целесообразно вернуться к методике расчета потерь на трение с целью возможного ее уточнения.

Как уже отмечалось, основной недостаток формулы (2-38а) состоит в том, что потери на элементарном цилиндрическом участке при несомкнувшихся пограничных слоях оценивались по соотношению, справедливому для участка с сомкнувшимися пограничными слоями. Поэтому, сохраняя всю методологию приведенного выше вывода неизменной, вычислим потери на элементарном цилиндрическом участке dx, исходя из теории пограничного слоя. На таком участке плотность и скорость можно считать постоянными, а потери на трение будут экви-

валентны изменению площади потери энергии. Следовательно, в этом случае

$$d(\Delta h) = \frac{1}{2}\rho c^3 d\delta^{***}. \qquad (2\text{-}50)$$

Если признать, что для элементарного участка цилиндрической трубы потери могут быть выражены через площадь δ^{***} по формуле (2-50), то дальнейший вывод не будет ничем отличаться от рассмотренного выше; он изложен в работах [Л. 34, 54].

Перейдем в соотношении (2-50) к безразмерным величинам. Использовав в качестве масштабных множителей плотность ρ_2, максимальную скорость $c_{2\text{макс}}$ и интегральную площадь $\delta^{***}{}_2$ в выходном сечении диффузора, будем иметь:

$$d(\Delta h) = \frac{1}{2}\rho_2 c^3_{2\text{макс}}\delta^{***}{}_2 \frac{\rho}{\rho_2}\cdot\frac{c^3}{c^3_{2\text{макс}}}\, d\left(\frac{\delta^{***}}{\delta^{***}{}_2}\right). \qquad (2\text{-}50\text{а})$$

Интеграл выражения (2-50а) дает абсолютную величину потерь на трение:

$$\Delta h = \frac{1}{2}\rho_2 c^3_{2\text{макс}}\delta^{***}{}_2 \int_0^1 \frac{\rho}{\rho_2}\cdot\frac{c^3}{c^3_{2\text{макс}}}\, d\left(\frac{\delta^{***}}{\delta^{***}{}_2}\right). \qquad (2\text{-}51)$$

Отсюда для коэффициента потерь получим следующую формулу:

$$\zeta = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 \frac{\overline{\delta}^{***}{}_2}{n^2(1-\overline{\delta}^{*}{}_2)^3}\int_0^1 \frac{\rho}{\rho_2}\cdot\frac{c^3}{c^3_{2\text{макс}}}\, d\left(\frac{\delta^{***}}{\delta^{***}{}_2}\right). \qquad (2\text{-}52)$$

Соотношение (2-52) по смыслу проведенного вывода должно быть тождественно выражению (2-37), что возможно при условии

$$\psi_2 = \int_0^1 \frac{\rho}{\rho_2}\cdot\frac{c^3}{c^3_{2\text{макс}}}\, d\left(\frac{\Delta^{***}}{\Delta^{***}{}_2}\right). \qquad (2\text{-}53)$$

Если приведенные выше рассуждения вести на основе условной площади потери энергии Δ^{***} и условной площади вытеснения Δ^{*}, либо заранее оговорить, что рассматривается течение с потенциальным ядром, то соотношение (2-52) будет тождественно с формулой

А. С. Гиневского и правой частью формулы (2-34). Эта тождественность приводит к условию $\psi = 1$, т. е.

$$1 = \int_0^1 \frac{\rho}{\rho_2}\cdot\frac{c^3}{c^3_{2\text{макс}}}\, d\left(\frac{\Delta^{***}}{\Delta^{***}{}_2}\right). \qquad (2\text{-}54)$$

Другими словами, при правильно рассчитанном пограничном слое уравнение (2-54) должно обращаться в тождество. Отсюда следует и обратная достаточно заманчивая перспектива: использовать уравнение (2-54) для расчета пограничного слоя. Понятно, что интегральные площади $\Delta^{*}{}_2$ и $\Delta^{***}{}_2$, найденные из соотношения (2-54), должны совпадать для плоских и осесимметричных диффузоров с аналогичными величинами, найденными из уравнения (1-38).

Приведенное ниже (см. гл. 3) сопоставление для конических диффузоров хорошо подтверждает сказанное и дает основание для широкого использования в расчетах уравнения (2-54). Найденные интегральные площади хорошо согласуются с результатами, полученными прямыми измерениями пограничного слоя в выходных сечениях диффузоров и позволяют с удовлетворительной точностью рассчитывать безотрывные конические и кольцевые диффузоры без привлечения поправочных коэффициентов и дополнительных потерь типа потерь на расширение. О степени точности таких расчетов можно судить по данным, приведенным в гл. 3 (см. рис. 3-31), гл. 5 (см. рис. 5-11), и таблицам, помещенным в приложении.

2-5. Влияние условий входа на течение газа в диффузорных элементах

Вопрос о влиянии равномерности поля скоростей на входе в диффузор на течение газа изучен сравнительно слабо. Однако в ряде случаев оказывается возможным указать на характер этого влияния, а для некоторых задач получить даже количественные оценки.

С принципиальной точки зрения наибольший интерес представляет сравнение трех возможных случаев: равномерного, выпуклого и вогнутого в центральной части профилей скорости. Эти три характерных входных профиля скорости, изученные О. И. Овчинниковым, приве-

дены на рис. 2-13 [Л. 82]. С практической точки зрения наибольший интерес представляет выпуклый профиль типа *2*, так как этот вид входной неравномерности имеет место в том случае, когда перед входом в диффузорный элемент имеется диффузорный или безградиентный участок.

Нетрудно показать, что указанная неравномерность должна приводить по сравнению с равномерным полем скоростей к существенному возрастанию потерь в диффузорных элементах и вызывает более ранний отрыв пограничного слоя.

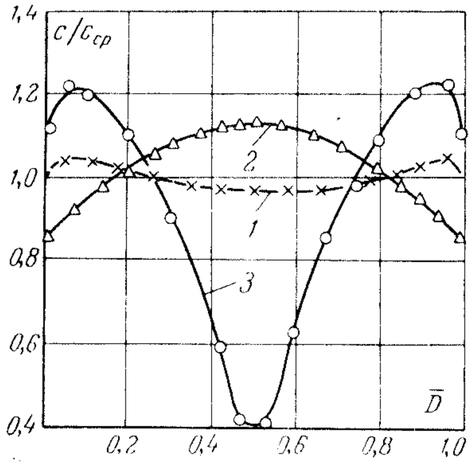


Рис. 2-13. Профили скорости на входе в диффузор [Л. 82].
1 — равномерный; *2* — выпуклый; *3* — вогнутый.

Действительно, наличие перед входом в диффузор значительных прямолинейных участков приводит к торможению потока и перед диффузором уже имеется более или менее развитый пограничный слой, нарастание которого на последующем диффузорном участке происходит более интенсивно, чем при нулевой толщине слоя на входе (т. е. при равномерном поле скоростей). В результате имеет место увеличение потерь на трение и резко уменьшается возможность безотрывного течения.

Сказанное хорошо подтверждается кривыми, приведенными на рис. 2-14 [Л. 54]. Здесь в качестве характеристики неравномерности принято отклонение максимальной скорости на оси от средней расходной скорости $k=c_{макс}/c_{ср}$, и в зависимости от этого параметра и угла раскрытия конического диффузора α построены кривые поправочного множителя $K=\zeta_{нер}/\zeta_{равн}$, характеризующего степень увеличения внутренних потерь ζ при неравномерном поле скоростей на входе с выпуклым профилем по сравнению с равномерным профилем.

Из кривых отчетливо видно, что в области малых углов имеет место резкое увеличение коэффициента K, достигающего максимального значения при $\alpha=5\div6°$. Дальнейшее увеличение угла приводит к снижению величины K, и при $\alpha\approx25°$ влияние входного профиля скорости на характеристики диффузоров оказывается незначительным.

Указанный характер изменения поправочного коэффициента для выпуклого профиля скорости на входе является закономерным. При малых углах α и равномерном входном поле скоростей на всей длине диффузора имеет место безотрывное течение. Торможение потока в пограничном слое входного участка приводит (в зависимости от длины этого участка) вначале к увели-

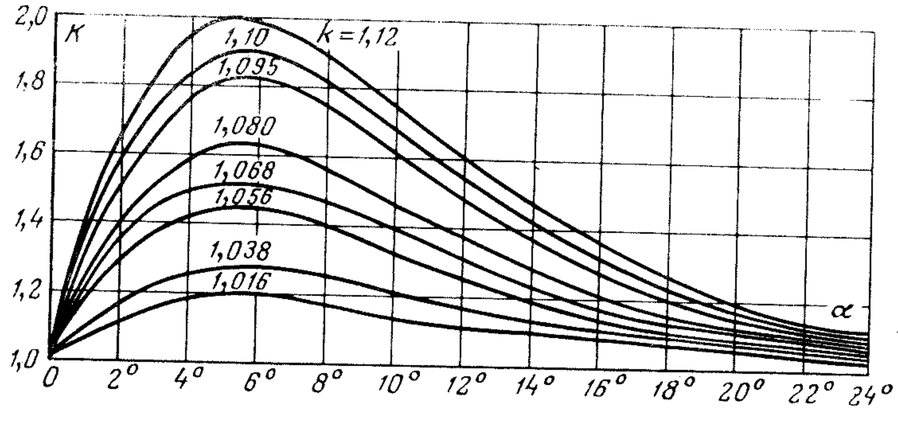


Рис. 2-14. Поправочный коэффициент K, учитывающий неравномерность поля скоростей на входе в диффузор по данным И. Е. Идельчика [Л. 54].

чению потерь в пограничном слое диффузора, а затем и к возникновению отрыва потока. Максимальное значение коэффициента K соответствует случаю перехода от безотрывного течения к течению с отрывом. В этом диапазоне углов α имеет место почти кризисное увеличение потерь с ростом рассматриваемой неравномерности.

С возникновением отрыва влияние входной неравномерности заметно падает, так как в этом случае исходный уровень потерь оказывается высоким, и некоторое смещение точки отрыва потока при увеличении коэффициента k влияет слабее на относительное увеличение потерь.

Наконец, при больших углах ($\alpha=15\div20°$), когда отрыв происходит вблизи входного сечения, неравномерность входного профиля скорости может сказаться в основном только на интенсивности вихревых течений. Поскольку для таких углов потери велики (30—40%), относительное влияние неравномерности становится малым.

Для иллюстрации сказанного на рис. 2-15 приведены кривые изменения потерь в зависимости от числа M_1 для двух конических диффузоров с углами $\alpha=6$ и 20° и радиального диффузора, испытанных при равномерном поле скоростей (кривые *1, 2, 3*) и входной неравномерности, характеризуемой выпуклым профилем с коэффициентом $k=1{,}16$ (кривые *4, 5, 6*).

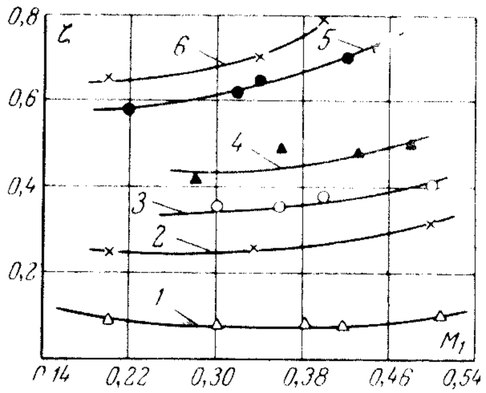


Рис. 2-15. Изменение коэффициента потерь ζ в зависимости от числа M_1 при равномерном и параболическом входном профиле.

1 и *4* — конический диффузор, $\alpha=6°$, $n=2{,}34$; *3* и *5* — конический диффузор, $\alpha=20°$, $n=2{,}34$; *2* и *6* — радиальный диффузор.

Если для диффузора с углом $\alpha=6°$ переход к неравномерному полю скоростей привел почти к тройному увеличению потерь, то для диффузора с углом $\alpha=20°$ это увеличение составило всего 60%. Следует указать, что абсолютное увеличение потерь в обоих сравниваемых случаях оказалось заметным. Для $\alpha=6°$ это увеличение составляло $\Delta\zeta=50\%$, а для $\alpha=20°$ $\Delta\zeta=15\div25\%$. Аналогичное влияние можно отметить и для радиального диффузора, где переход к неравномерному полю скоростей увеличил потери на 40—50%.

Поскольку рассмотренная здесь параболическая неравномерность определяется в основном длиной входного участка, расположенного перед диффузором, в некоторых задачах ее целесообразно характеризовать интегральными толщинами пограничного слоя на входе в диффузор, так как с этим связаны вероятность возникновения отрыва в нем и как следствие падение экономичности.

Для представления о степени влияния входного пограничного слоя на работу диффузора рассмотрим экспериментальную зависимость, приведенную на рис. 2-16. Эти данные, полученные в работе [Л. 118] для диффузора с углом раскрытия $\alpha=8°$ и степенью расширения $n=4$, показывают, что увеличение относительной толщины потери импульса $2\delta^{**}_1/D_1$ на входе с 0,2 до 3% вызывает падение к. п. д. на 20%. Столь резкое снижение экономичности вызвано не только увеличением внутренних потерь, но связано также с увеличением выходных потерь, которые зависят от профиля скорости в выходном сечении, а форма последнего находится в тесной связи с состоянием пограничного слоя на входе в диффузор. Особенно резко возрастают эти потери при возникновении отрыва, что, видимо, и имело место в данном случае при большой толщине пограничного слоя на входе.

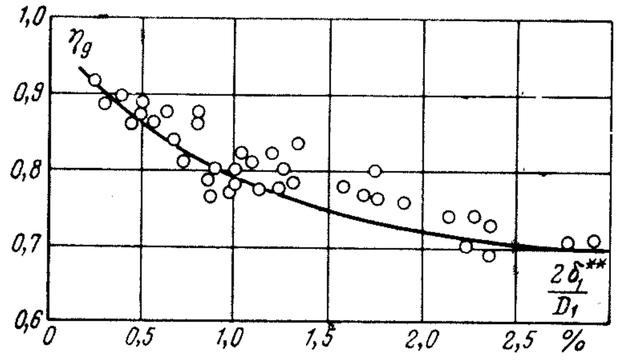


Рис. 2-16. Изменение к. п. д. конического диффузора в зависимости от входной толщины пограничного слоя [Л. 118].

Теоретически вопрос о влиянии входного профиля на экономичность диффузоров рассматривался в [Л. 95]. В качестве коэффициентов, характеризующих профиль скорости, авторы использовали три величины: коэффициент неравномерности скорости $k_1=1/1-\overline{\delta}^*$, коэффициент неравномерности количества движения

$$k_2=\frac{1-\overline{\delta}^*-\overline{\delta}^{**}}{(1-\delta^*)^2}$$

и коэффициент неравномерности кинетической энергии

$$k_3=\frac{1-\overline{\delta}^*-\overline{\delta}^{***}}{(1-\overline{\delta}^*)^3}.$$

Однако в основном анализировалось влияние только одного коэффициента k_1, эквивалентного коэффициенту k на рис 2-14. С ростом этой величины также отмечалось снижение к. п. д. Правда, при анализе внутренних потерь авторы приходят к выводу, что для безотрывных диффузоров неравномерность, характеризуемая величи-

ной k_1, вызывает снижение коэффициента ζ. Такой результат противоречит приведенным выше кривым (см. рис. 2-14), полученным И. Е. Идельчиком [Л. 54], где рост неравномерности при любых углах раскрытия диффузоров приводил к интенсивному увеличению потерь. Это противоречие объясняется, по-видимому, недостаточно точной оценкой толщины потери энергии в конечном сечении диффузора при неравномерном входном профиле скорости.

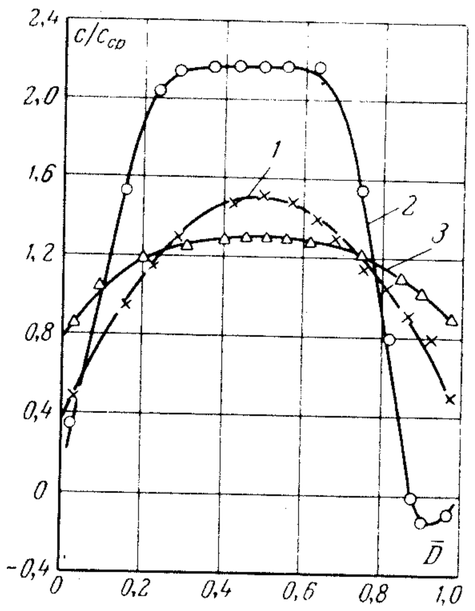


Рис. 2-17. Профили скорости на выходе из диффузора при равномерном (*1*), выпуклом (*2*) и вогнутом (*3*) профилях на входе.

В целом приведенные данные дают наглядное представление о влиянии входной неравномерности на экономичность диффузоров.

Рассматривая влияние вогнутого в центральной части профиля, естественно предположить, что при такой неравномерности возможность возникновения отрыва потока в диффузорах должна снижаться.

Профили скорости в выходном сечении диффузора (рис. 2-17), снятые при различных профилях скорости на входе, показывают, что при равномерном поле скоростей на входе в выходном сечении имеет место параболический профиль, а при выпуклом профиле возникает отрыв пограничного слоя, в результате чего нарушается симметрия выходной эпюры скоростей и резко увеличивается максимальное значение скорости, вызванное уменьшением эффективной площади.

Оценивая влияние вогнутого входного профиля, следует, указать, что, уменьшая возможность отрыва, этот профиль при большой входной неравномерности приводит к существенному увеличению потерь на трение. Последнее обстоятельство объясняется большим поперечным градиентом скоростей вдоль всего диффузора, что приводит к увеличению турбулентных напряжений в потоке.

Весьма характерные кривые изменения потерь в зависимости от коэффициента неравномерности приведены на рис 2-18. Здесь для характеристики неравномерности принят коэффициент k_3, определяемый из соотношения [Л. 82]

$$k_3 = \frac{1}{F_1}\int_{F_1}\left(\frac{c}{c_{ср}} - 1\right) dF.$$

Из формулы видно, что для выпуклых профилей $k_3 > 0$, а для вогнутых $k_3 < 0$.

Зависимости оказались различными для безотрывного диффузора ($\alpha = 6°$) и для диффузора, имеющего отрыв даже при равномерном поле скоростей на входе ($\alpha = 20°$). Если в первом случае как положительная, так и отрицательная неравномерности приводили к увеличению потерь, то во втором случае переход к отрицательной неравномерности приводил к некоторому уменьшению потерь.

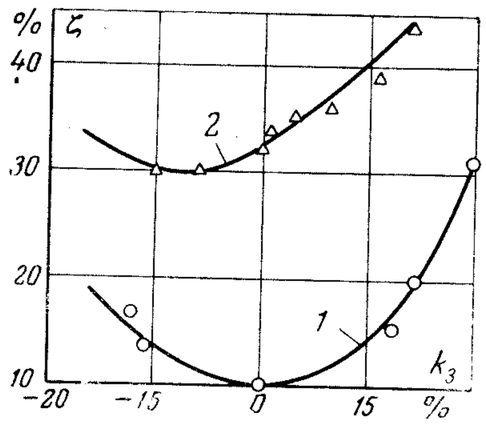


Рис. 2-18. Зависимость коэффициента потерь в конических диффузорах от неравномерности входного профиля скорости.
1 — $\alpha = 6°$, $n = 3{,}33$; *2* — $\alpha = 20°$, $n = 3{,}33$.

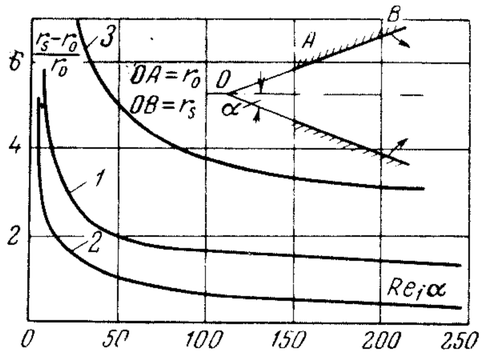


Рис. 2-19. Смещение точки отрыва ламинарного потока в плоском диффузоре при различных профилях скорости на входе (обозначения см. на рис. 2-13) [Л. 82].

Проведенный выше чисто качественный анализ влияния входной неравномерности на работу диффузоров может быть в значительной степени подкреплен теоретическими решениями С. М. Тарга [Л. 99] и О. Н. Овчинникова [Л. 82]. Эти решения относятся к ламинарным течениям, но их значение этим случаем не ограничивается, так как они позволяют объяснить особенности влияния степени неравномерности входного поля, угла раскрытия и числа Re_1 на работу диффузоров.

Не останавливаясь подробно на всех результатах, рассмотрим только вопрос о положении точки отрыва в зависимости от эпюры скоростей на входе в диффузор. На рис. 2-19, заимствованном из [Л. 82], приведены кривые, характеризующие положение точки отрыва в плоском диффузоре при различных входных профилях скорости и значениях комплекса $Re_1\alpha$ для ламинарного потока. На графике отчетливо видны существенные смещения точки отрыва по потоку для вогнутого и против потока для выпуклого профилей скорости. Подтверждая с качественной стороны приведенные выше соображения, эти результаты могут быть в некоторых случаях использованы и для количественных расчетов.

Влияние входной неравномерности на работу более сложных диффузоров (кольцевых осевых, осерадиальных, диагональных и т. д.) изучено крайне слабо. Однако имеющиеся данные позволяют думать, что и в этом случае входная неравномерность серьезно ухудшает работу диффузоров, причем степень ухудшения также зависит от вида этой неравномерности.

Интересное исследование в рассматриваемом направлении было проведено Джонстоном [Л. 137] для серии кольцевых осевых диффузоров с постоянной степенью расширения $n=3{,}19$. Испытания проводились при числе Рейнольдса $Re=2{,}5\cdot10^5$ на модели, схема которой и основные обозначения приведены на рис. 2-20,*а*. Для изменения входного профиля скорости перед внутренним конусом *1* устанавливался сменный профилированный обтекатель *3*, с помощью которого удалось получить разнообразную входную неравномерность.

Форма профиля скорости перед входом в диффузор определялась по результатам зондовых измерений. Три таких профиля приведены на рис. 2-20,*б*, а их влияние на к. п. д. диффузора отчетливо видно из кривых на рис. 2-20,*в*, где нанесены опытные данные, полученные при испытании четырех диффузоров, отличавшихся только величиной суммарного угла $\alpha_{1.2}$ (рис. 2-20,*а*). Как и в случае конических диффузоров, переход от равномерного профиля к профилям с максимальной скоростью в центре привел к заметному снижению экономичности, причем это снижение оказалось максимальным при $\alpha_{1.2}$ порядка 8—12° и составило 17—19%.

Уменьшение к. п. д. в кольцевых диффузорах оказалось близким к падению к. п. д. в конических диффузо-

рах при трехпроцентной относительной толщине потери импульса $\bar{\delta}^{**}$ на входе (см. рис. 2-16), а максимум увеличения потерь по сравнению с коническим диффузором несколько сместился в сторону бо́льших углов.

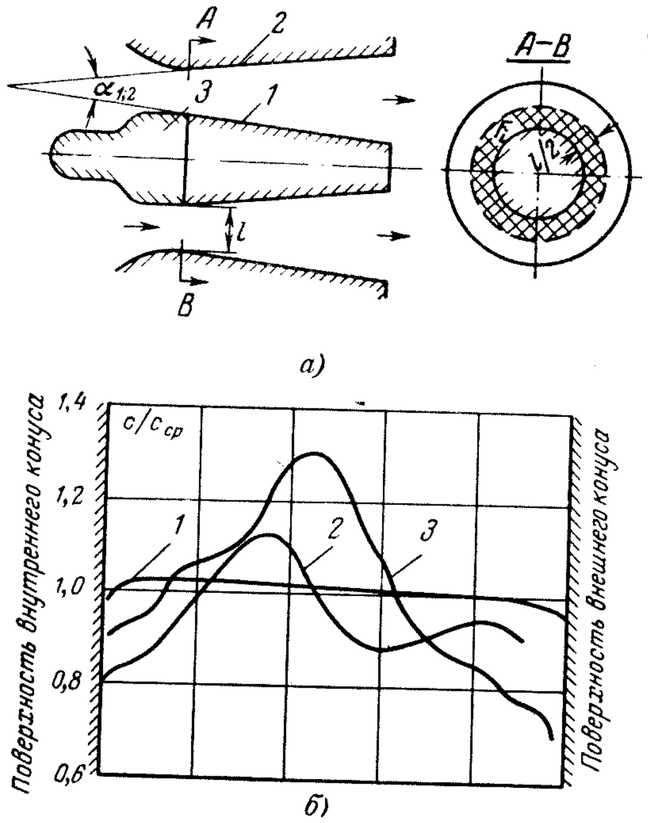
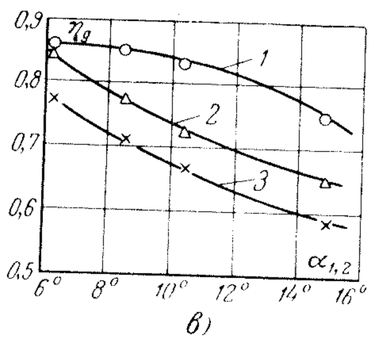


Рис. 2-20. Схема экспериментальной модели кольцевого осевого диффузора (*а*), профили скорости перед входом в диффузор (*б*) и изменение к. п. д. диффузора в зависимости от входной неравномерности и угла $\alpha_{1.2}$ (*в*).

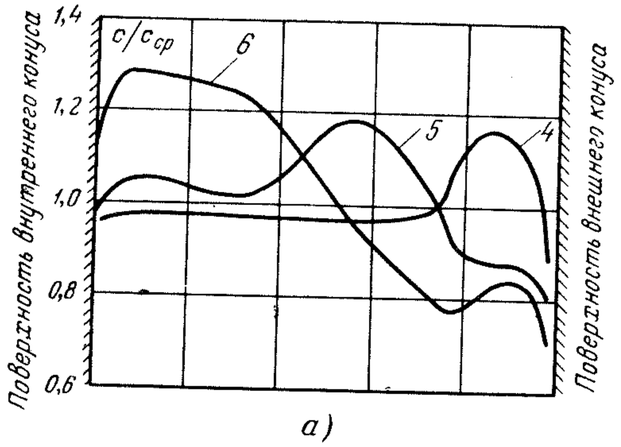
а: *1* — внутренний конус; *2* — внешний конус; *3* — профилированный обтекатель; *б*, *в*: *1* — профиль на входе *1*; *2* — профиль на входе *2*; *3* — профиль на входе *3*.



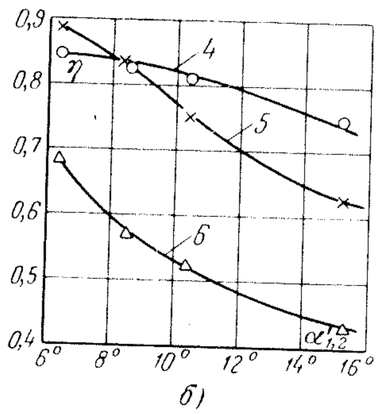
Поскольку кольцевые диффузоры довольно часто устанавливаются в выхлопных патрубках турбомашин, где, помимо значительной входной неравномерности, существует в большинстве случаев асимметрия профиля

скорости, представляет большой интерес выяснение вопроса, как такая асимметрия влияет на характеристики диффузора.

На рис. 2-21,*а* приведены три профиля скорости, исследованные в работе [Л. 137], отличающиеся тем, что максимальная скорость достигалась у внешнего конуса (кривая *4*), в средней части входного сечения диффузора (кривая *5*) и у внутреннего конуса (кривая *6*). Соответствующие этим профилям изменения к. п. д. кольцевого диффузора в зависимости от угла $\alpha_{1.2}$ можно видеть на рис. 2-21,*б*.



а)



б)

Рис. 2-21. Профили скорости на входе в кольцевой осевой диффузор (*а*) и изменение к. п. д. диффузора в зависимости от входной неравномерности и угла $\alpha_{1.2}$ (*б*).

а, б: *4* — профиль на входе *4*; *5* — профиль на входе *5*, (см. рис. 2-21,*а*); *6* — профиль на входе *6*.

Оказалось, что наиболее устойчивые характеристики диффузора получаются для случая, когда максимум скорости сдвинут к поверхности внешнего конуса. В этом случае зависимость к. п. д. от угла $\alpha_{1.2}$ практически совпадает с аналогичной зависимостью для равномерного профиля скорости (кривая *1* на

рис. 2-20,*в*). Если же максимальная скорость располагается со стороны внутреннего конуса (профиль *6* на рис. 2-21,*а*), то экономичность диффузора для всех углов падает на 20—30% (рис. 2-21,*б*). Такое поведение кривых объясняется тем, что для профиля *6* резко возрастает вероятность срыва потока с поверхности внешнего конуса, тогда как для профиля *4* течение в диффузоре, по-видимому, безотрывное. Кроме того, на суммарной характеристике диффузоров срыв с поверхности внутреннего конуса сказывается слабее, чем с внешнего конуса, где проходит основная доля массового расхода.

По приведенным данным на рис. 2-22 [Л. 137] построены суммарные кривые для всех шести исследованных профилей в зависимости от коэффициента k_i, характеризующего некоторую среднюю неравномерность потока. Его величина представляет собой отношение скорости c_i, осредненной по площади F_i, примыкающей к внутреннему конусу (см. рис. 2-20,*а*), к средней расходной скорости $c_{ср}$. Из сопоставления кривых видно, что для всех углов неравномерность на входе приводит к снижению к. п. д., причем наиболее сильное снижение происходит для профиля *6* с максимальной скоростью у внутреннего конуса.

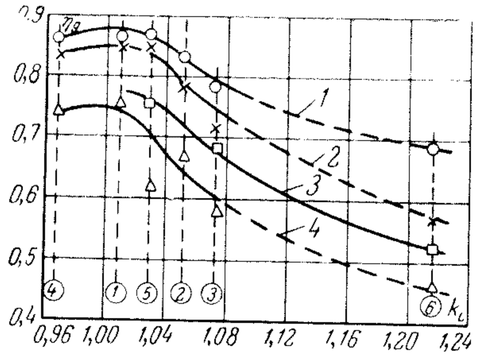


Рис. 2-22. Влияние средней входной неравномерности на к. п. д. кольцевых осевых диффузоров.

1 — $\alpha_{1.2}=6{,}5°$; *2* — $\alpha_{1.2}=8{,}5°$; *3* — $\alpha_{1.2}=10{,}5°$; *4* — $\alpha_{1.2}=15°$ (*1, 2, 3, 4, 5, 6*) цифры в кружочках — обозначения профилей скорости на рис. 2-20,*б* и 2-21,*а*.

С изменением неравномерности, оцениваемой коэффициентом k_i, в пределах $\pm 4\%$ к. п. д. диффузоров с углами $\alpha_{1.2}<15°$ практически не меняется. Только при $\alpha_{1.2}=15°$ и $k_i \approx 3\%$ имеет место почти кризисное падение к. п. д. на 14%, что связано, видимо, с возникновением отрыва.

Приведенные данные не являются исчерпывающими и не решают рассматриваемого вопроса в целом. Однако они дают представление о порядке снижения экономичности диффузоров, работающих при неравномерном поле скоростей на входе.

2-6. Выбор оптимальных степеней расширения диффузоров

При выборе рациональной степени расширения диффузоров, используемых в турбомашинах, приходится учитывать как экономичность, так и допустимые габариты машины. Последнее требование довольно часто ограничивает степень расширения диффузоров, что может привести к существенному снижению коэффициента восстановления энергии. В связи с этим необходимо, помимо определения оптимальной степени расширения n из условия минимальности потерь, оценить, насколько сильно изменяется экономичность диффузора при снижении величины n, установив тем самым определенное ограничение с нижней стороны.

Следует отметить, что рассматриваемая задача имеет смысл только для диффузоров, после которых выходная скорость не используется. В противном случае из рассмотрения придется исключить потери с выходной скоростью, а зависимость внутренних потерь от степени расширения окажется монотонной.

Проведем оценку оптимальной величины n из условия минимума коэффициента полных потерь $\zeta_п$. В общем случае значение $\zeta_п$ складывается из значений коэффициента потерь на трение до точки отрыва потока $\zeta_{тр}$, коэффициента $\zeta_{отр}$, характеризующего потери в отрывной зоне, и коэффициента выходных потерь $\zeta_{в.с}$.

Существование оптимальной степени расширения вытекает из того факта, что составляющие полных потерь по-разному зависят от величины n.

Действительно, с ростом величины n внутренние потери растут, а потери с выходной скоростью падают. При оптимальном значении n сумма выходных и внутренних потерь минимальна.

Конкретная оценка оптимальной степени расширения связана, однако, с серьезными трудностями, так как в настоящее время нет теоретически обоснованной зависимости между составляющими полных потерь и величиной n. Более того, если основываться на формуле (2-29а), то для несжимаемой жидкости постановка вопроса о нахождении оптимальной степени расширения вообще теряет смысл, так как коэффициент полных потерь связан с эффективной степенью расширения зависимостью

$$\zeta_п = \frac{1}{n^2 (1 - \overline{\delta}^*_2)^2} = \frac{1}{n^2_{эф}}, \qquad (2\text{-}29а)$$

не дающей оптимального значения степени расширения.

Указанное противоречие является следствием того, что формула (2-29а) была получена в предположении постоянства давления полного торможения в ядре потока и может быть использована только при малых относительных длинах диффузора (L/D_1) и малых степенях расширения n, когда толщина пограничного слоя мала по сравнению с ядром потока. По этой причине для решения указанного вопроса необходимо исходить из более общей формулы (2-29б), которая легко преобразуется к виду:

$$\zeta_п = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 \left(\frac{c_0}{c_{2макс}}\right)^2 \frac{1}{n^2_{эф}}. \qquad (2\text{-}29в)$$

Здесь каждый сомножитель в той или иной степени зависит от геометрических параметров диффузора, в частности от величины n.

Если отношение плотностей ρ_1/ρ_2 при $n>2$ практически не изменяется, то величина второго сомножителя определяется безразмерной длиной L/D, степенью расширения n и величиной турбулентности набегающего потока.

В результате исследованию подлежит следующая функция параметра n:

$$\zeta_п = \frac{f(n)}{n^2}.$$

Из условия $\partial\zeta_п/\partial n = 0$ получим:

$$nf'(n) - 2f(n) = 0. \qquad (2\text{-}55)$$

Уравнение (2-55) при известной функции $f(n)$ определяет оптимальную степень расширения диффузора. Следует отметить, что, используя опытные данные, можно для различных диффузоров получить конкретные выражения для функции $f(n)$ и даже экстраполировать полученные данные на определенную группу диффузоров. Однако при решении вопроса об оптимальной степени расширения n не имеет большого смысла строить аналитические решения, так как для безотрывных конических диффузов, исходя из структуры уравнения (2-29в), эта величина будет заведомо больше $n>2\div3$ и оптимум должен быть очень пологим, а при возникновении отрыва подобрать удачную аппроксимирующую функцию весьма трудно.

Из анализа уравнения (2-55) следует, что чем меньше падение давления в ядре потока с ростом n, т. е. чем меньше $f(n)$ зависит от этого параметра, тем дальше смещается оптимум по степени расширения и, наоборот, чем хуже диффузор, чем больше для него абсолютная величина коэффициента $\zeta_п$, тем меньше значение $n_{опт}$.

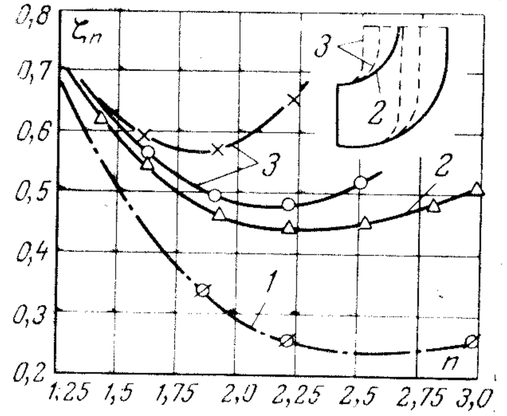


Рис. 2-23. Изменение потерь в зависимости от степени расширения n.

1 — конический диффузор ($\alpha=15°$); *2* и *3* — радиальные диффузоры.

Для примера на рис. 2-23 приведены зависимости коэффициента полных потерь от степени расширения для конических и трех радиальных диффузоров. Если для безотрывного течения в коническом и радиальном диффузорах минимум потерь оказывается весьма пологим (рис. 2-23, кривые *1*, *2*), то при возникновении отрыва отклонение от оптимальной степени расширения приводит к более резкому возрастанию потерь (кривые *3*), а точка минимальных потерь смещается к началу координат. Приведенные экспериментальные данные показывают, что для рассматриваемого случая при возникновении отрыва (кривые *3*) оптимальная степень расширения составляет величину порядка 1,7—2,0.

Числовые значения для оптимальной степени расширения и характер изменения потерь с изменением n позволяют косвенным образом судить о характере течения в диффузоре. При этом следует еще раз подчеркнуть, что зависимость потерь от степени расширения в зоне оптимальной величины n при безотрывном течении весьма незначительна и при ограниченных габаритах допустимо существеннное отклонение от $n_{опт}$ в меньшую сторону. Однако для любого диффузора, предназначенного для преобразования кинетической энергии потока в потенциальную, минимальная степень расширения не должна быть меньше 2, так как в противном случае происходит резкое увеличение потерь с выходной скоростью и соответственно снижается коэффициент восстановления энергии.

Таким образом, для получения приемлемого значения величины $\zeta_п$ практический диапазон степеней расширения с учетом габаритных размеров оказывается сравнительно узким ($2<n\leqslant 3$).

ГЛАВА ТРЕТЬЯ

ПРЯМОЛИНЕЙНЫЕ ПЛОСКИЕ И ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ ДИФФУЗОРЫ

3-1. Структура потока в плоских и осесимметричных диффузорах

Рассматривая картину безотрывного течения в осесимметричных диффузорах, можно отметить ее сходство с картиной плоского течения. Как показано в [Л. 68, 70, 93], путем соответствующего преобразования переменных можно ряд осесимметричных задач свести к плоскому случаю, существенно упростив тем самым методику их решения.

Однако при возникновении в канале отрыва отмеченная аналогия нарушается и между характеристиками плоских и осесимметричных диффузоров обнаруживается заметное различие. Для примера на рис. 2-12 приведены коэффициенты $\varphi_д$ [коэффициент «смягчения удара» в формуле (2-42а)] по данным И. Е. Идельчика для конического диффузора (кривая *1*) и диффузора с квадратным сечением (кривая *2*) в зависимости от угла α.

При $\alpha=2\div 8°$, т. е. для безотрывного течения расхождение между кривыми составляет всего 2—4%; при $\alpha>12°$ коэффициент внутренних потерь квадратного диффузора почти в 2 раза больше, чем конического диффузора. Отмеченное различие объясняется, с одной стороны, большим периметром квадратного диффузора,

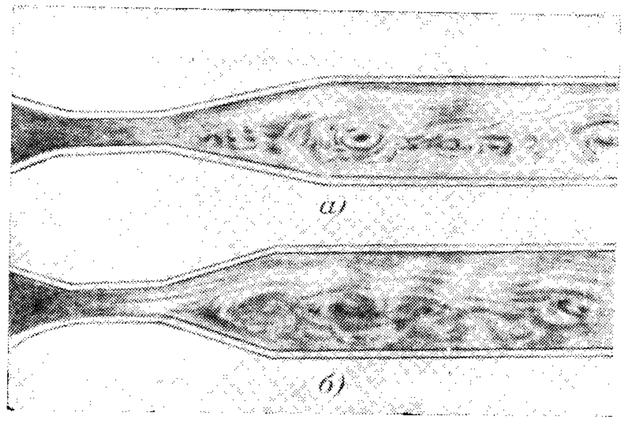


Рис. 3-1. Спектр течения в плоском диффузоре [Л. 54].
а — $\alpha=24°$; *б* — $\alpha=38°$.

а с другой — различным характером течения в отрывных зонах плоского и конического диффузоров.

В плоском течении за точкой отрыва можно наблюдать устойчивые вихревые образования, интенсивность которых определяется состоянием пограничного слоя перед отрывом и слабо изменяется во времени.

В осесимметричном канале отрыв потока носит локальный характер, а интенсивность образующихся вихрей быстро падает, в результате чего их скорость движения возрастает и приближается к скорости основного потока.

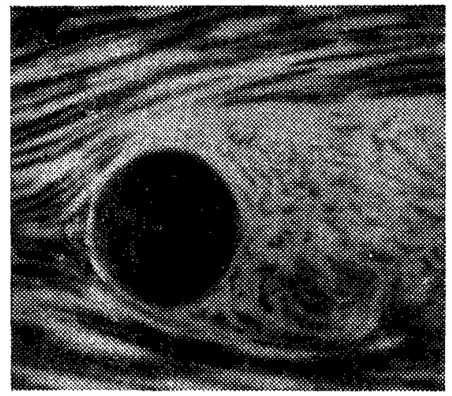


Рис. 3-2. Спектр поперечного обтекания цилиндра.

Характерная картина линий тока в плоском диффузоре при двух углах раскрытия ($\alpha=24$ и $38°$) показана на фотографиях (рис. 3-1). Здесь весь поток движется в верхней части канала, обтекая вихревые области как некоторые овальные цилиндры. Эта аналогия особенно заметна при сравнении рис. 3-1 и рис. 3-2, где изображен момент зарождения вихря при обтекании цилиндра плоскопараллельным потоком.

Рассматривая спектр потока в различные моменты времени, можно установить, что вихревые шнуры сносятся потоком вниз по течению. Скорость этого движения зависит от интенсивности вихрей или, если рассматривать их как некоторые циркуляционные потоки, от величины циркуляции скорости Г. Последняя может быть найдена по толщине пограничного слоя и скорости на его внешней границе в момент отрыва.

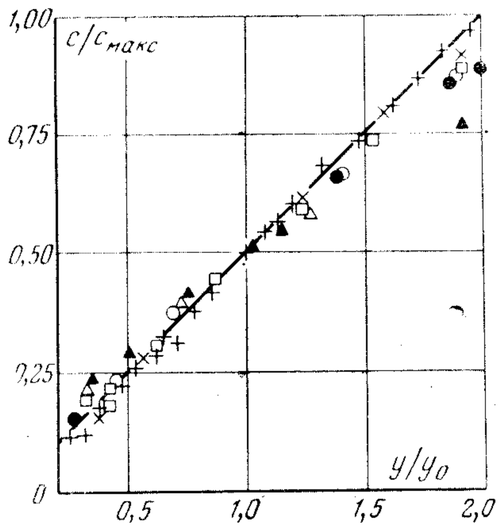


Рис. 3-3. Профили скорости в точке отрыва турбулентного пограничного слоя [Л. 5].

+, ○, ●, △, ▲ — внешнее обтекание; □, × — диффузоры; y_0 — расстояние по нормали от стенки до точки, где

$$c = \frac{1}{2} c_{макс}.$$

В самом деле, непосредственно перед отрывом профиль скорости в пограничном слое на большей части его может быть аппроксимирован прямой линией (рис. 3-3) [Л. 5], т. е. непосредственно в точке отрыва имеет место линейный профиль скорости, характерный для ядра циркуляционного течения. Тогда, приняв точку отрыва S за центр образующегося вихря, можно оценить величину циркуляции по выражению $\Gamma = c_S \delta_S$ и рассматривать дальше движение этого вихря в потоке источника мощностью Q.

Очевидно, чем больше величина циркуляции Г, тем медленнее при заданной мощности Q будет движение вихря по потоку и, следовательно, больше потери в диффузоре, так как вихревые зоны резко сокращают эффективную площадь и не только приводят к увеличению внутренних потерь, но и вызывают увеличение выходных потерь.

Следует отметить, что в плоском канале вихревые зоны оказываются устойчивыми, так как в этом случае вихри опираются концами на боковые стенки и, следовательно, выполняется теорема Гельмгольца о сохранении вихревого течения. Однако диссипация энергии приводит к тому, что циркуляция Г не остается по-

стоянной, а с течением времени падает. В результате скорость движения вихрей возрастает, они распадаются на более мелкие образования и на некотором расстоянии можно отметить только ярко выраженный турбулентный характер потока.

Качественная картина течения в отрывных зонах хорошо подтверждается опытными данными и показывает, что для улучшения работы отрывных диффузоров необходимо в первую очередь уменьшить интенсивность возникающих вихрей. С этой целью в зонах отрыва часто устанавливают сетки, снижающие размеры отдельных вихрей и обеспечивающие равномерное распределение потока по всему выходному сечению. Для больших углов раскрытия эффективными оказываются ребристые диффузоры [Л. 76, 77], заменяющие макроотрывы микроотрывами. По этой же причине осесимметричные диффузоры эффективнее плоских, так как отрыв в таких диффузорах чаще всего имеет локальный характер, а интенсивность образующихся вихрей быстро падает, причем вихри значительно менее устойчивы (в осесимметричном канале выполнение теоремы Гельмгольца возможно только при условии замыкания вихря в кольцо, что в коническом диффузоре мало вероятно). В результате скорость вихрей возрастает и приближается к скорости основного потока, а эффективность осесимметричных диффузоров при течении с отрывом оказывается существенно выше, чем плоских.

3-2. Влияние режимных параметров на характеристики конических диффузоров

Плоские и осесимметричные диффузоры составляют наиболее исследованную группу диффузорных элементов. Несмотря на это, исчерпывающих экспериментальных данных для прямого использования их при определении эффективности даже наиболее распространенных конических диффузоров в настоящее время нет. Полуэмпирические методы расчета, основанные на формулах типа (2-42а), также нельзя считать надежными, так как используемая экспериментальная зависимость коэффициента $\varphi_д$ от угла α (см. рис. 2-12) получена была Гибсоном в 1910 г. при почти постоянном числе Рейнольдса ($Re_1 \approx 2 \cdot 10^5$), постоянных входных условиях и малых скоростях [Л. 54].

Если для оценки влияния входных условий в литературе имеются определенные данные [Л. 52, 54, 82, 95, 118, 137], то влияние режимных параметров исследовано весьма слабо, хотя с их изменением разброс экспериментальных значений коэффициента $\varphi_д$ становится недопустимо большим (рис. 2-12).

По существу при $Re_1 < 10^5$ и $M_1 > 0{,}5$ задача оценки характеристик диффузоров становится неопределенной в силу резкого возрастания роли этих критериев, причем их влияние является не однозначным, а зависит от геометрических характеристик диффузоров.

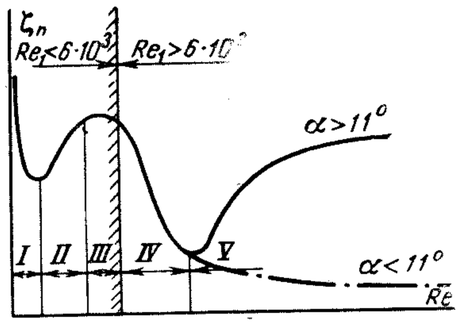


Рис. 3-4. Теоретическая зависимость коэффициента полных потерь от числа Рейнольдса.

Указанный вопрос рассматривался в [Л. 66, 67]. Однако опытные данные, полученные при одновременном изменении чисел M и Re, существенно затрудняют анализ влияния каждого параметра в отдельности.

Выше отмечалось, что независимое изменение чисел Маха и Рейнольдса может быть достигнуто на установках, позволяющих в широком диапазоне изменять противодавление. Результаты таких испытаний, проведенных в МЭИ на паровом стенде с серией конических диффузоров, отличавшихся углами раскрытия и степенью расширения, приведены ниже.

Поскольку наиболее сложной является оценка роли числа Re_1, остановимся на его влиянии более подробно.

Теоретически характер изменения потерь в зависимости от Re_1 можно представить следующим образом (рис. 3-4). Вначале, при очень малых числах Re_1, когда нет оснований говорить о пограничном слое, увеличение числа Рейнольдса должно приводить к падению потерь за счет локализации вязкости вблизи ограничивающих стенок.

Затем в зависимости от угла α с ростом числа Re_1 происходит отрыв потока от стенки и перемещение его против потока (зона *II* на рис. 3-4). Возникновение отрыва и его последующее смещение против потока объясняются тем, что с увеличением числа Re_1 интенсивно увеличивается эффективная степень расширения, в результате чего возрастают положительные градиенты давления, а кинетической энергии частиц, находящихся у стенки, уже недостаточно для преодоления этих градиентов.

Согласно теоретическим расчетам [Л. 82, 93, 99] как в плоских, так и в конических диффузорах точка отрыва ламинарного пограничного слоя асимптотически смещается к сечению с отношением площадей $\frac{F_x}{F_1} = 1{,}65 \div 1{,}7$.

С приближением точки отрыва к сечению F_x интенсивность роста потерь уменьшается и наступает стабилизация, связанная с тем, что положение отрывных зон с изменением числа Re_1 меняется незначительно. Протяженность зоны «стабилизации» зависит от устойчивости ламинарного течения в пограничном слое. Затем, по достижении критического состояния, когда точка потери устойчивости (точка «перехода») оказывается вблизи точки отрыва, имеет место резкое снижение потерь, вызванное смещением зоны отрыва к выходному сечению в результате перехода к турбулентному течению. Эта зона, названная в [Л. 66] кризисной, заканчивается при $Re_1 = (0{,}8 \div 1{,}5) \cdot 10^5$. Меньшие числа Re_1 относятся к диффузорам с бо́льшими углами раскрытия α. Другими словами, при больших значениях угла α кризисная зона занимает меньшую протяженность по числу Re_1. Дальнейший характер зависимости $\zeta_п = f(Re_1)$ целиком определяется углом раскрытия диффузора.

При малых углах ($\alpha < 11°$) потери остаются практически неизменными либо падают по мере изменения толщины слоя и увеличения эффективной степени расширения. При больших углах ($\alpha > 11°$) с ростом числа Re_1 вновь наступает отрыв уже турбулентного слоя и коэффициент потерь стремится к некоторому постоянному значению (зона *V*). В большинстве известных работ обычно исследуется влияние числа Re_1 именно в этой зоне, а зона меньших значений Re_1 остается вне поля зрения, хотя для ряда задач турбостроения, связанных с последними ступенями паровых турбин, область $Re_1 < 5 \cdot 10^5$ представляет конкретный практический интерес.

Описанная гипотетическая картина течения, основанная по аналогии поперечного обтекания цилиндра реаль-

ным потоком, может быть принята за основу, в случае если можно доказать теоретически либо экспериментально, что в зоне стабилизации *III* действительно имеет место отрывное течение ламинарного слоя, а в зоне *IV* происходит локализация отрыва или его исчезновение. Поскольку такой переход возможен только как результат смены формы течения, приведенную схему в этом случае можно было бы считать доказанной.

Если же в зоне *IV*, которая еще сравнительно легко поддается экспериментальному исследованию, течение безотрывно, то проведенный выше анализ следует признать несостоятельным, а резкое падение полных потерь с увеличением числа Re_1 отнести за счет снижения потерь с выходной скоростью.

Таким образом, для правильного теоретического решения необходимо исследовать возможные режимы течения как в зоне *II*, так и в зоне *III*. С этой целью выясним, при каких условиях в сечении F_x конического диффузора возможен отрыв ламинарного пограничного слоя, так как только при этих условиях возможна рассмотренная выше картина.

Для ламинарного пограничного слоя толщина потери импульса вычисляется по формуле [Л. 68]

$$\frac{\delta^{**}}{L}=\sqrt{\frac{0,44}{\bar{c}^{5,75}\,\mathrm{Re}_L}\int_0^{\bar{x}}\bar{c}^{4,75}\,d\bar{x}}\,. \qquad (3\text{-}1)$$

В случае несжимаемой жидкости распределение скорости в коническом диффузоре без учета обратного влияния слоя можно представить сравнительно простой зависимостью

$$\frac{c}{c_1}=\bar{c}=\frac{1}{[1+\bar{x}\,(\sqrt{n}-1)]^2}, \qquad (3\text{-}2)$$

где c_1 — скорость в горле диффузора, а n — общая степень расширения.

Проинтегрировав (3-1), с учетом (3-2) получим:

$$\bar{\delta}^{**}=\frac{0,242}{\sqrt{\mathrm{Re}_L}}\sqrt{\frac{[1+\bar{x}\,(\sqrt{n}-1)]^{10,5}}{\sqrt{n}-1}\left[1-\frac{1}{[1+\bar{x}\,(\sqrt{n}-1)]^{7,5}}\right]}. \qquad (3\text{-}3)$$

Отсюда легко установить связь между числом Рейнольдса, вычисленным по толщине δ^{**}, и числом $\mathrm{Re}_L=c_1L/\nu$:

$$\mathrm{Re}^{**}=0,242\sqrt{\mathrm{Re}_L}\times$$

$$\times\sqrt{\frac{[1+\bar{x}\,(\sqrt{n}-1)]^{10,5}}{\sqrt{n}-1}\left[1-\frac{1}{[1+\bar{x}\,(\sqrt{n}-1)]^{7,5}}\right]}. \qquad (3\text{-}4)$$

Приняв за точку отрыва сечение, где отношение площадей $F_x/F_1=1,7$, т. е.

$$\bar{x}_{\text{отр}}=\frac{0,305}{\sqrt{n}-1}, \qquad (3\text{-}5)$$

найдем величину Re** в этом сечении при различных степенях расширения и значениях Re_L.

Подстановка в уравнение (3-4) $\bar{x}_{\text{отр}}$ приводит к весьма простой зависимости:

$$\mathrm{Re}^{**}\leq\frac{0,91}{\sqrt{n}-1}\sqrt{\mathrm{Re}_L}. \qquad (3\text{-}6)$$

Результаты расчетов по формуле (3-6), представленные на рис. 3-5, показывают, что интенсивность роста величины Re** существенно зависит от степени расширения диффузора n, так как с увеличением этого параметра точка отрыва смещается к входному сечению.

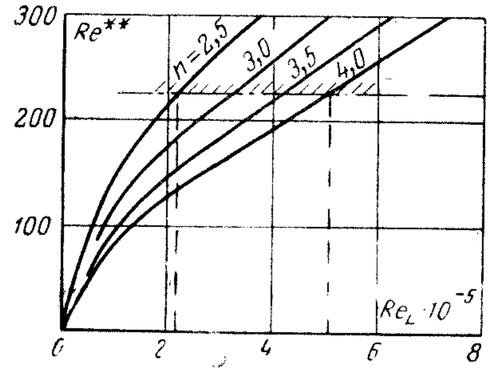


Рис. 3-5. К определению критических чисел Рейнольдса, при которых происходит переход к турбулентному режиму течения в пограничном слое.

Из приведенных данных видно, что вблизи отрыва число Re** может достигать больших значений. Следовательно, вероятность существования ламинарного пограничного слоя резко уменьшается и для оценки возможной зоны ламинарного течения необходимо сравнить полученные величины с критическим значением числа Рейнольдса. Приняв в этом вопросе точку зрения А. П. Мельникова [Л. 72], согласно которой минимальное $\mathrm{Re}^{**}_{\text{кр}}$ вблизи отрыва составляет величину, равную 225, и отсекая на кривых рис. 3-5 указанное

значение, найдем критические числа Re_L. По расчету диапазон критических чисел Re_L составляет $(2 \div 6) \cdot 10^5$.

Таким образом, описанная выше картина изменения потерь оказывается реальной и при $Re_L = Re_{L\text{кр}}$ в диффузорах следует ожидать «кризиса сопротивления», т. е. резкого падения потерь, вызванного переходом ламинарного течение в турбулентное.

Целесообразно отметить, что приведенные в [Л. 66] опытные данные хорошо подтверждают теоретические решения: для всех испытанных диффузоров снижение потерь начиналось при

$$Re_1 = Re_L \frac{D}{L} \approx 10^4,$$

что примерно соответствовало критическим значениям.

Аналогичные результаты были получены в МЭИ при испытаниях диффузоров с независимым моделированием по числам Маха и Рейнольдса. Так, на рис. 3-6 показана зависимость коэффициента потерь от числа Re_1 для конических диффузоров с различными углами раскрытия. Для каждой рассматриваемой кривой число M_1 сохранялось неизменным, т. е. в данном случае опытные данные отражали только влияние числа Re_1.

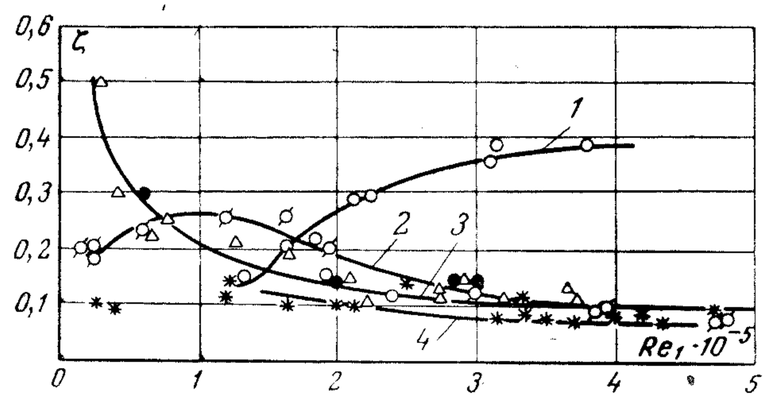


Рис. 3-6. Изменение коэффициента потерь ζ в зависимости от числа Re_1 ($n=4$; $M_1 \approx 0{,}5$).
1 — $\alpha=20°$; *2* — $\alpha=15°$; *3* — $\alpha=10°$; *4* — $\alpha=4°$.

В полном соответствии с описанной выше картиной движения газа в диффузоре с углом $\alpha=20°$ увеличение числа Re_1 вызывало рост потерь, величина которых асимптотически стремилась к некоторому постоянному значению. В то же время в диффузорах с углами $\alpha=15$ и $10°$ потери интенсивно снижались и приближались к постоянным значениям при $Re_1 > 5 \cdot 10^5$. Нанесенные на рис. 3-6 потери для диффузора с углом раскрытия $\alpha=4°$ и $n=3{,}5$ практически оказались не зависящими от числа Рейнольдса. Это обстоятельство связано с тем, что при малых углах α течение в диффузоре во всем диапазоне чисел Re_1 является безотрывным независимо от режима течения в пограничном слое. В этом случае (малых углов) обратное влияние пограничного

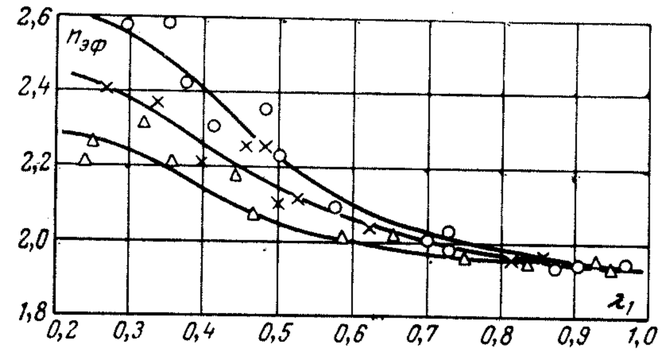


Рис. 3-7. Зависимость предельной эффективной степени расширения $n_{эф}$ от безразмерной скорости λ_1 на входе $Re_1=(0{,}8 \div 4{,}7) \cdot 10^5$; $n=3 \div 4$; $k=(1{,}3 \div 1{,}4)$.
○ — $\alpha=10°$; × — $\alpha=15°$; △ — $\alpha=20°$.

слоя весьма существенно и эффективная степень расширения не превышает того значения, которое соответствует сечению отрыва. Экспериментальные значения предельной эффективной степени расширения представлены на рис. 3-7 в функции числа λ_1.

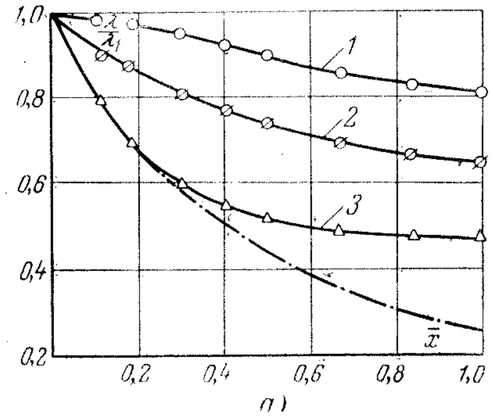
С увеличением угла α при некотором его значении происходит кризисное увеличение потерь, связанное с возникновением отрыва. Критический угол $\alpha_{кр}$, при котором возникает отрыв, зависит от числа Re_1. Если при $Re_1=10^5$ $\alpha_{кр}=8°$, то при $Re_1=5 \cdot 10^5$ $15° < \alpha_{кр} < 20°$.

Таким образом, с ростом числа Re_1 для большой группы диффузоров наблюдается переход от отрывного течения к безотрывному, вызванный сменой режима течения в пограничном слое. Наглядное представление о таком переходе можно составить по кривым изменения давления (или скорости) вдоль оси диффузора.

---

* Ниже будет показано, что $\alpha_{кр}$ определяется не только числом Рейнольдса, но и условиями организации входа в диффузор.

На рис. 3-8 дано относительное падение скорости в диффузорах с углами $\alpha=15$ и 10° при различных значениях числа Re_1, вычисленное по измеренному статическому давлению и постоянному давлению полного торможения p_{01} в ядре потока.



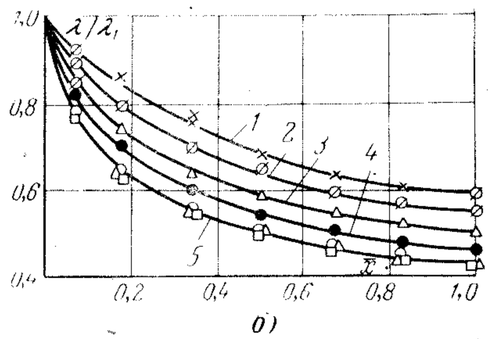


Рис. 3-8. Изменение относительной скорости λ/λ_1 вдоль оси диффузора ($\lambda_1\approx0{,}8$).

а — $\alpha=15°$; $n=4$: *1* — $Re_1=0{,}9\cdot10^5$; *2* — $Re_1=1{,}2\cdot10^5$; *3* — $Re_1=4{,}2\cdot10^5$; — · — · — теоретическая зависимость $\rho=\text{const}$; *б* — $\alpha=10°$; $n=4$: *1* — $Re_1=0{,}45\cdot10^5$; *2* — $Re_1=0{,}66\cdot10^5$; *3* — $Re_1=1{,}25\cdot10^5$; *4* — $Re_1=2{,}1\cdot10^5$; *5* — $Re_1=2{,}8\div3{,}4\cdot10^5$.

Если при $Re_1=0{,}9\times\times10^5$ скорость в диффузоре уменьшается всего на 18% по сравнению со скоростью во входном сечении (рис. 3-8,*а*), что свидетельствует об отрыве потока вблизи этого сечения, то с увеличением Re_1 до $1{,}2\cdot10^5$ снижение скорости составляет 35%, а при $Re_1=4\cdot10^5$ достигает 55%. Для диффузора с меньшим углом раскрытия описанная картина (рис. 3-8,*б*) выражена менее ярко, но максимальное падение скорости составляет величину порядка 55%, хотя она и достигается при более низких числах Re_1.

Приведенное значение максимального падения скорости является достаточно характерным и почти для всех безотрывных диффузоров при $n>2{,}5$ составляет 50—60%, хотя по геометрической степени расширения максимальная выходная скорость должна быть заметно меньше. Такое расхождение является следствием отмеченного выше падения давления полного торможения в ядре потока. Вычисляя скорости в центре канала не по давлению p_{01} на входе в диффузор, а по фактическому давлению p_{0i} в каждом сечении, получим более резкое снижение максимальных скоростей вдоль диффузора.

Приведенное на рис. 3-8 некоторое фиктивное падение скорости дает наглядное представление о местных значениях коэффициента полных потерь. В самом деле, текущие скорости λ_i в данном случае вычислены по отношению давлений p_i/p_{01}, а скорость λ_1 определяется отношением p_1/p_{01}. Тогда по определению величины $\zeta_п$ квадрат отношения скоростей $\frac{\lambda_i}{\lambda_1}$ дает местное значение коэффициента полных потерь и позволяет определить местное значение коэффициента восстановления энергии. Действительно,

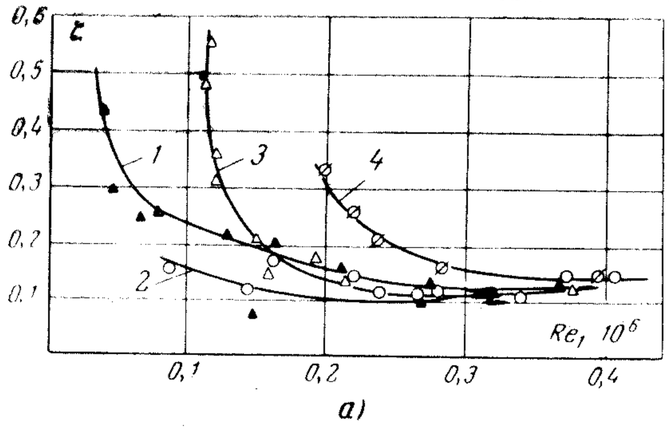
$$\zeta_{пi}=\left(\frac{\lambda_i}{\lambda_1}\right)^2;\ \xi_i=1-\left(\frac{\lambda_i}{\lambda_1}\right)^2.$$

Рассмотренные характеристики диффузоров получены при постоянном числе $M_1(\lambda_1)$. Однако уже из кривых, приведенных на рис. 3-8, следует, что с увеличением скорости потери могут заметно изменяться, причем величина изменения зависит от числа Re_1.

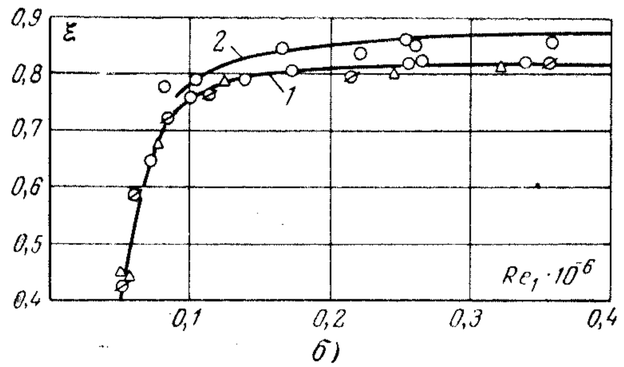
Наиболее яркое представление о взаимном влиянии чисел Re_1 и M_1 на характеристики диффузоров дают кривые, приведенные на рис. 3-9. Из этих кривых видно, что при отсутствии отрыва в зоне больших чисел $Re_1(Re_1>4\cdot10^5)$ влияние сжимаемости оказывается незначительным. В самом деле, с увеличением числа $M_1(\lambda_1)$ на входе в диффузор происходит, с одной стороны, увеличение входных градиентов давления, а с другой — несколько возрастает толщина вытеснения.

Первый фактор, если не вызывает отрывов потока непосредственно во входном сечении, снижает интенсивность нарастания толщины вытеснения вдоль оси. Второй, наоборот, увеличивает толщину вытеснения. В результате взаимодействия двух противоположных тенденций эффективная степень расширения, как показывают опыты, несколько снижается. Кроме того, с увеличением скорости заметно падает отношение плотностей ρ_1/ρ_2, что полностью компенсирует уменьшение $n_{эф}$ и приводит в конечном счете к падению коэффициента $\zeta_п$ и росту коэффициента восстановления энергии (рис. 3-10).

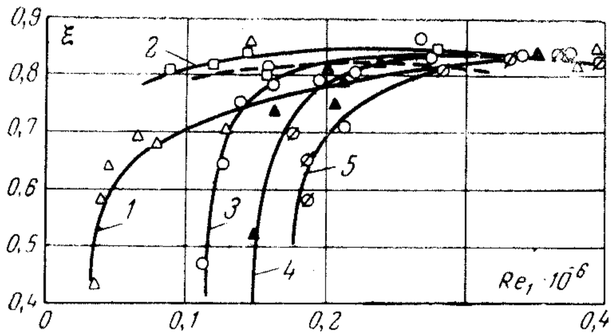
Приведенные кривые наглядно показывают, что сжимаемость потока наиболее сильно проявляется при малых числах Рейнольдса, когда увеличение входной безразмерной скорости λ_1 приводит к кризисному падению характеристик диффузоров. Этот рост потерь вызван



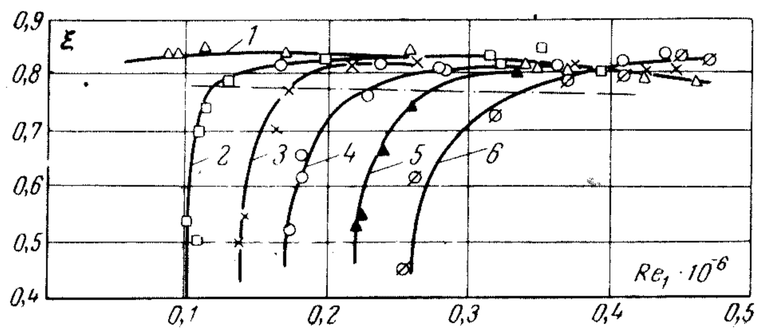
а)



б)



в)



г)

отрывом потока во входном сечении под влиянием увеличившихся входных положительных градиентов давления.

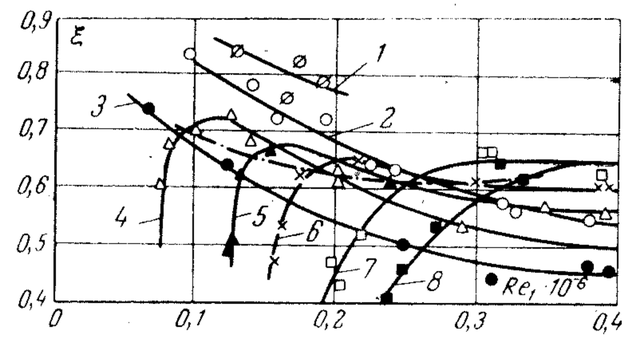
Безразмерные скорости λ_1, вызывающие кризисное падение коэффициента ξ, определяются не только числом Re_1, но и величиной угла α.

Если для $Re_1=10^5$ при угле $\alpha=10°$ $\lambda_{1кр}\approx0{,}65$ (рис. 3-10,*б*), то при $\alpha=15°$ $\lambda_{1кр}\approx0{,}55$ (рис. 3-10,*в*). С увеличением числа Re_1 $\lambda_{1кр}$ также непрерывно возрастает и при $Re_1>5\cdot10^5$ составляет величину, близкую к единице ($\lambda_{1кр}=0{,}95\div0{,}98$). Отмеченная картина подтверждается и при рассмотрении внутренних потерь (рис. 3-10,*а*).

Меньшая величина $\lambda_{1кр}$ для диффузоров с бóльшими углами раскрытия объясняется тем, что при больших углах α, когда и для несжимаемой жидкости входной градиент давления значителен, достаточно его небольшого увеличения, чтобы наступил отрыв потока. Степень этого увеличения существенно зависит от числа λ_1.

Увеличение входного градиента давления с ростом входной скорости оказывается настолько существенным, что возникновение отрыва с приближением к околозвуковым режимам является в большинстве случаев неизбежным.

При малых числах Re_1 и больших углах α, когда в несжимаемой жидкости отрыв возникает в промежуточных сечениях (см. рис. 3-9,*д*), увеличение числа λ_1



д)

Рис. 3-9. Влияние чисел Рейнольдса на характеристики конических диффузоров ($n=4$) при $\lambda_1=\text{const}$.

а — $\zeta=f(Re_1)$ $\alpha=10°$: *1* — $\lambda_1=0{,}126\div0{,}363$; *2* — $\lambda_1=0{,}57\div0{,}7$; *3* — $\lambda_1=0{,}8\div0{,}89$; *4* — $\lambda_1=0{,}98\div1{,}0$; *б* — $\xi=f(Re_1)$ $\alpha=7°$: *1* — $\lambda_1=0{,}4\div0{,}8$; *2* — $\lambda_1=0{,}9$; *в* — $\xi=f(Re_1)$ $\alpha=10°$; *1* — $\lambda_1=0{,}125\div0{,}36$; *2* — $\lambda_1=0{,}57\div0{,}7$; *3* — $\lambda_1=0{,}8\div0{,}89$; *4* — $\lambda_1=0{,}9\div0{,}98$; *5* — $\lambda_1=1{,}0$; *г* — $\xi=f(Re_1)$ $\alpha=15°$: *1* — $\lambda_1=0{,}2\div0{,}33$; *2* — $\lambda_1=0{,}67\div0{,}73$; *3* — $\lambda_1=0{,}77\div0{,}8$; *4* — $\lambda_1=0{,}88\div0{,}92$; *5* — $\lambda_1=0{,}94\div0{,}96$; *6* — $\lambda_1=0{,}98\div1{,}0$; *д* — $\xi=f(Re_1)$ $\alpha=20°$: *1* — $\lambda\approx0{,}3$ *2* — $\lambda_1\approx0{,}41$; *3* — $\lambda_1\approx0{,}5$; *4* — $\lambda_1=0{,}6$; *5* — $\lambda_1=0{,}7$; *6* — $\lambda_1=0{,}8$; *7* — $\lambda_1=0{,}95$; *8* — $\lambda_1=0{,}98\div1{,}0$.

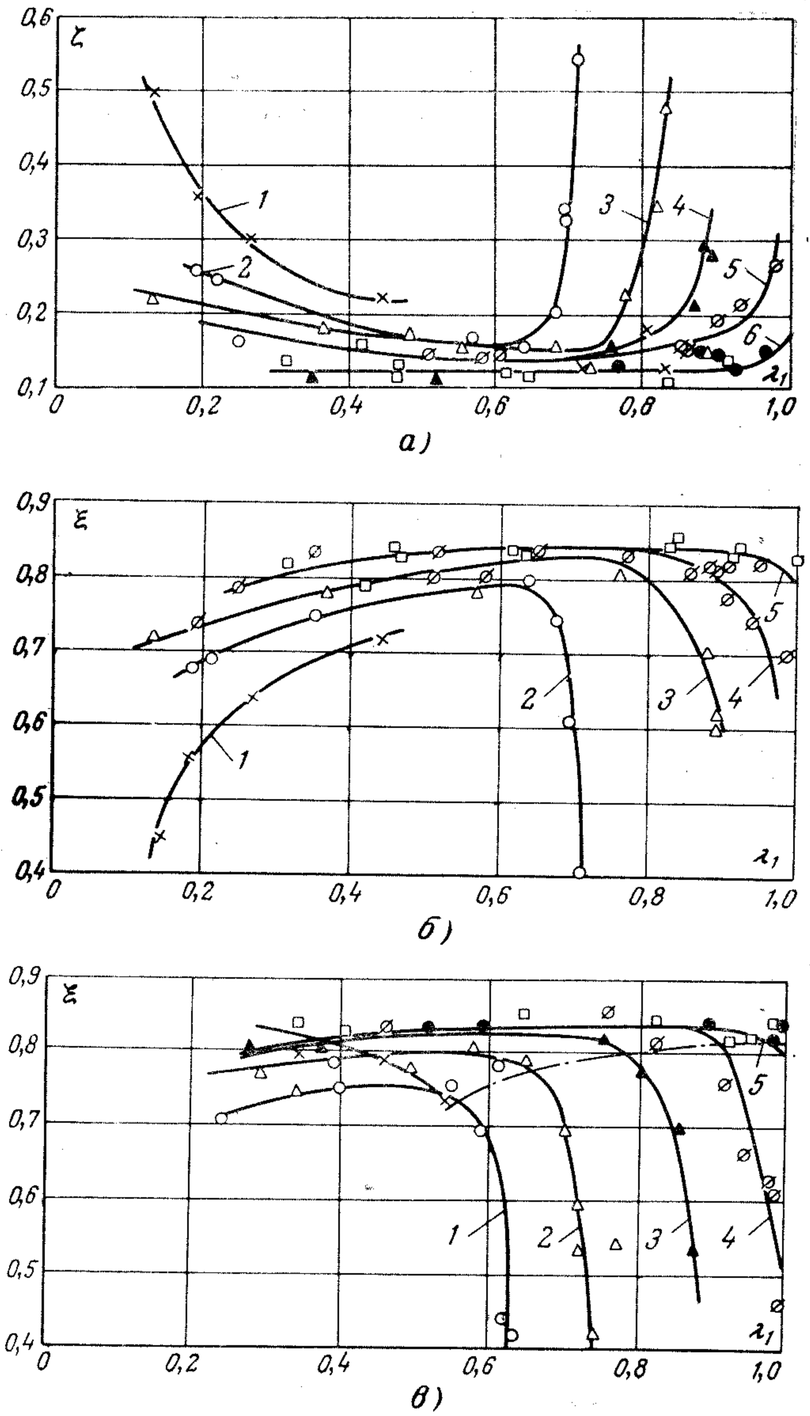


Рис. 3-10. Влияние чисел λ_1 на характеристики конических диффузоров при $Re_1 = const$ ($n=4$; $k=1{,}3$).

а — $\zeta = f(\lambda_1)$ $\alpha = 10°$: *1* — $Re_1 = (0{,}3 \div 0{,}65) \cdot 10^5$; *2* — $Re_1 = (0{,}8 \div 1) \cdot 10^5$; *3* — $Re_1 = (1{,}1 \div 1{,}4) \cdot 10^5$; *4* — $Re_1 = (1{,}5 \div 1{,}6) \cdot 10^5$; *5* — $Re_1 = (1{,}7 \div 2{,}3) \cdot 10^5$; *6* — $Re_1 = (2{,}6 \div 4{,}3) \cdot 10^5$; *б* — $\xi = f(\lambda_1)$ $\alpha = 10°$; *1* — $Re_1 = (0{,}3 \div 0{,}65) \cdot 10^5$; *2* — $Re_1 = (0{,}8 \div 1) \cdot 10^5$; *3* — $Re_1 = (1{,}1 \div 1{,}6) \cdot 10^5$; *4* — $Re_1 = (1{,}7 \div 2{,}3) \cdot 10^5$; *5* — $Re_1 = (2{,}6 \div 4{,}3) \cdot 10^5$; *в* — $\xi = f(\lambda_1)$ $\alpha = 15°$: *1* — $Re_1 = (1 \div 1{,}2) \cdot 10^5$; *2* — $Re_1 = (1{,}25 \div 1{,}3) \cdot 10^5$; *3* — $Re_1 = (1.6 \div 1.74) \cdot 10^5$; *4* — $Re_1 = (2{,}3 \div 2{,}6) \cdot 10^5$; *5* — $Re_1 = (2{,}8 \div 4{,}8) \cdot 10^5$.

приводит к заметному росту потерь, пока отрыв не приблизится к входному сечению. С этого момента характеристики диффузоров совпадают с характеристиками чисто отрывного диффузора и зависимость потерь от λ_1 практически исчезает.

Проведенный анализ свидетельствует, что влияние режимных параметров $M_1(\lambda_1)$ и Re_1 на характеристики диффузоров оказывается сложным и зависит от геометрических параметров диффузора. Вместе с тем полученные данные позволяют предсказать общую тенденцию в изменениях коэффициентов $\zeta_п$ и ξ с изменением чисел M_1 и Re_1.

3-3. Влияние геометрических параметров на аэродинамические характеристики осесимметричных и плоских диффузоров

Геометрическими параметрами конических и плоских диффузоров являются безразмерная длина $\bar{L}$, степень расширения n и угол раскрытия α. Их влияние на аэродинамические характеристики диффузоров достаточно сложно и находится в тесной связи с режимными параметрами.

Так, например меняя угол α при постоянной степени расширения в зоне малых чисел Re_1 ($Re_1 \approx 10^5$) от 4 до 20°, можно прийти к выводу о монотонном увеличении коэффициента полных потерь с 18 до 28% (рис. 3-9 и 3-10). То же изменение угла α при $Re_1 = 2 \cdot 10^5$ дает совершенно другую картину: до $\alpha = 15°$ $\zeta_п$ возрастает всего на 4%, а затем с переходом к $\alpha = 20°$ кризисно увеличивается на 20%. При больших скоростях ($\lambda_1 \approx 0{,}8 \div 0{,}9$) этот кризис для диффузора с углом $\alpha > 15°$ имеет место при всех числах Re_1.

Отсутствие однозначности в рассматриваемом вопросе существенно затрудняет анализ. Однако физическая сторона явлений, происходящих в диффузорах с изменением их геометрических параметров, представляется достаточно ясной.

Для анализа воспользуемся многочисленными опытными материалами, полученными в различных работах [Л. 21, 42, 56, 88, 89, 139, 140, 142, 143, 145, 146, 147, 148]. С целью большей наглядности эти данные сведены авторами в таблицу и помещены в приложении (см. табл. П-1), где собраны данные по коэффициентам пол-

ных потерь для 300 конических и плоских диффузоров, что обеспечивает определенную достоверность проводимого анализа.

Поскольку основным геометрическим параметром, характеризующим возможности диффузора, является степень его расширения n, начнем рассмотрение вопроса с этой величины.

Заметим, что изменение степени расширения n может быть произведено либо при постоянном угле α, когда изменяется относительная длина L/D_1, либо при постоянной длине, когда изменяется угол α. Как в первом, так и во втором случаях коэффициент $\zeta_п$ резко падает с увеличением степени расширения, затем достигает минимального значения и дальше растет. Интенсивность этого роста определяется либо углом α, либо длиной $\bar{L}$.

Приведенные на рис. 3-11 опытные значения коэффициента $\zeta_п$ наглядно подтверждают сказанное. Зависимости $\zeta_п=f(n)$ при $\alpha=\text{const}$ (рис. 3-11,$а$) имеют очень пологий минимум, очерченный достаточно ясно только для углов $\alpha=28\div30°$. В остальных случаях коэффициент $\zeta_п$ с ростом степени расширения заметно уменьшается в зоне малых значений n ($n<3$), а затем при $n>4$ либо не изменяется, либо изменяется незначительно. Интенсивность снижения потерь с ростом величины n и их абсолютный уровень определяются углом α.

Вначале увеличение угла с 3°30′ до 10—12° приводит к сравнительно резкому снижению потерь при $n<4$, а затем для $\alpha>15°$ интенсивность изменения коэффициента $\zeta_п$ падает, а его абсолютное значение непрерывно растет с ростом угла α.

Отмеченная картина вполне закономерна. При малых углах увеличение степени расширения приводит к непрерывному уменьшению потерь с выходной скоростью, а внутренние потери, определяемые трением, растут сравнительно медленно. О характере их изменений можно судить по кривой *8* на рис. 3-11,$а$, где приведены значения коэффициента ζ, полученные в результате траверсирования выходного поля скоростей. Видно, что основное увеличение потерь происходит при малых степенях расширения, а для $n>4$ эти потери растут слабо и не могут существенно повлиять на характер изменения коэффициента полных потерь.

С переходом к большим углам абсолютное значение внутренних потерь уменьшается из-за сокращения по-

верхности диффузора (уменьшения его длины), что вызывает также уменьшение общих потерь. Однако отмеченное снижение потерь имеет место только до определенных углов α, обеспечивающих безотрывное течение

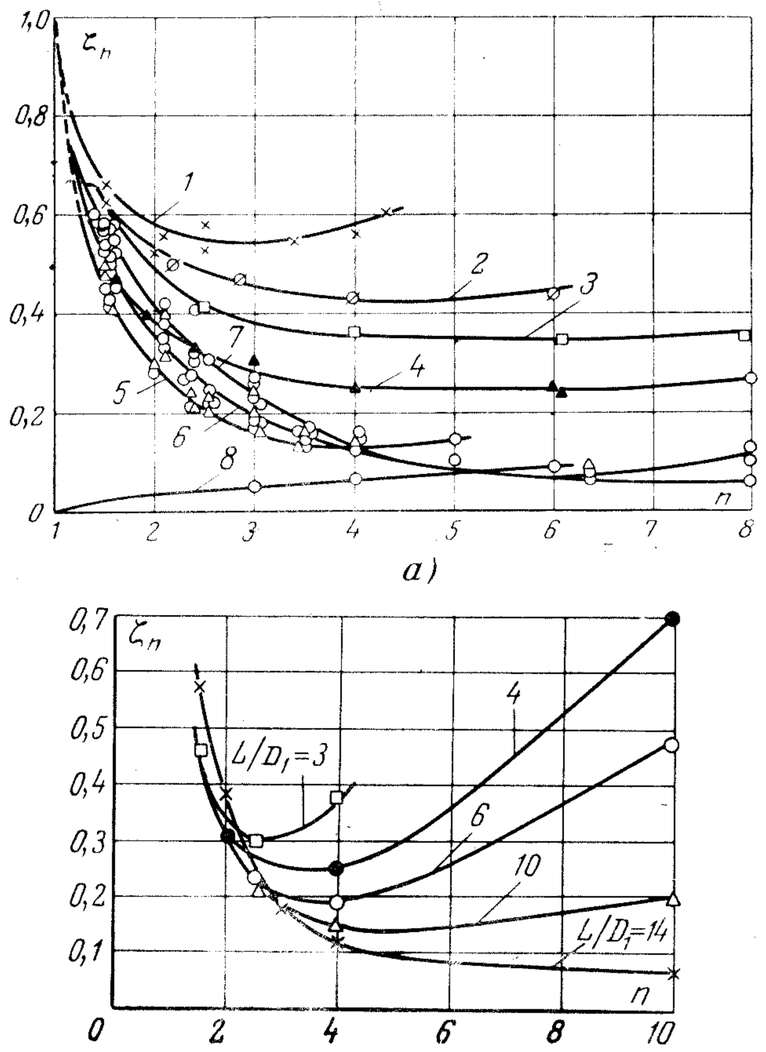


Рис. 3-11. Зависимость коэффициентов $\zeta_п$ и ζ от степени расширения n.

$а$ — $\alpha_1=\text{const}$: *1* — $\alpha=28\div30°$; *2* — $\alpha=22°$; *3* — $\alpha=18°$; *4* — $\alpha=15°$; *5* — $\alpha=10\div12°$; *6* — $\alpha=6\div8°$; *7* — $\alpha=3{,}5\div4°$; *8* — $\zeta=f(n)\,\alpha=7°$; $б$ — $L/D_1=\text{const}$.

на всей длине канала. Уже при $\alpha=15°$ (кривая *4*) такое течение возможно только для небольших степеней расширения ($n<2{,}5$), а затем наступает отрыв потока от стенок и потери с выходной скоростью практически

остаются неизменными и от n не зависят. Если место отрыва потока остается фиксированным, то неизменными оказываются и потери на трение. В зоне отрыва устанавливается вихревой характер течения и происходит значительная диссипация энергии. Однако на коэффициент полных потерь $\zeta_п$ этот процесс решающего влияния оказать не может, так как вихревое течение поддерживается за счет энергии свободной струи. Следовательно, в данном случае сечение отрыва определяет в основном эффективность диффузора и процессы, происходящие за ним, связаны с диссипацией выходной энергии. Высказанное соображение наглядно подтверждается кривыми *2, 3* и *4*. Здесь рост степени расширения с 4 до 8 вообще не привел к заметному изменению коэффициента $\zeta_п$.

При больших углах ($\alpha > 30°$) интенсивность вихревого движения оказывается столь значительной, а сечение отрыва так близко располагается от входного сечения диффузора, что на кривых $\zeta_п = f(n)$ появляется выраженный минимум потерь (кривая *1*).

Если степень расширения диффузора меняется при постоянной длине только за счет увеличения угла α, то минимальная величина $\zeta_п$ для $\bar{L} = \text{const}$ определяется таким углом α, при котором в диффузоре возникает развитый отрыв потока от стенок канала. Характер изменения кривых $\zeta_п = f(n)$ в рассматриваемом случае хорошо виден из рис. 3-11,*б*. При больших степенях расширения n ($n > 4$) рост этого параметра вызывает увеличение коэффициента $\zeta_п$, причем меньшим значениям относительной длины $\bar{L}$ соответствует более высокий уровень потерь.

Полученный результат является следствием того, что заданное значение параметра n для более длинного диффузора обеспечивается меньшим углом расширения α. Тем самым снижается возможность отрыва потока и улучшается равномерность профиля скорости в выходном сечении диффузора. Так, для $L/D_1 = 14$ отмечается монотонное снижение потерь с ростом n.

Картина меняется в области малых степеней расширения, где более длинные диффузоры имеют бóльшие потери, чем короткие. В этом случае течение в диффузорах безотрывное, либо отрыв носит локальный характер, что повышает роль внутренних потерь. Эти потери, так же как и потери в трубе, растут с увеличением относительной длины L/D_1. Правда, коэффициент ζ изменяется мало и близок к соответствующим значениям для труб, имеющих ту же относительную длину, что и диффузор. В [Л. 95] отмечается даже снижение величины коэффициентов ζ по сравнению с таковыми для труб. В результате происходит сближение всех кривых и для $n < 2$ влияние длины $\bar{L}$ на коэффициент $\zeta_п$ падает.

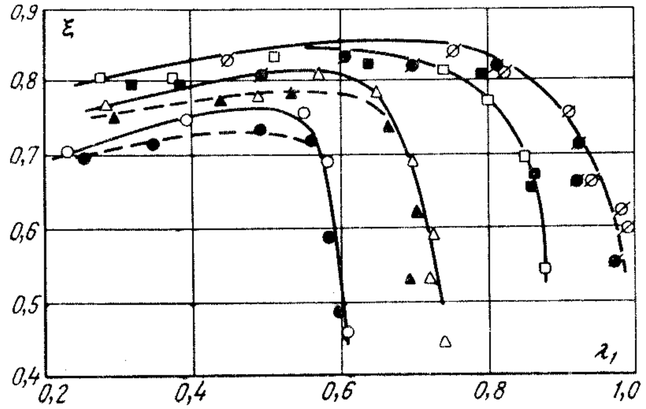


Рис. 3-12. Зависимость коэффициента ξ от λ_1 ($\alpha = 15°$).

●, ▲, ●, ■ — $n=3$; ○, △, ⌀, □ — $n=4$; ○, ● — $Re_1 = 10^5$; △, ▲ — $Re_1 = 1{,}2 \cdot 10^5$; □ ■ — $Re_1 = 1{,}65 \cdot 10^5$; ● — $Re_1 = 2{,}4 \cdot 10^5$.

Рассмотренное влияние степени расширения диффузора на коэффициент полных и внутренних потерь является в значительной степени однозначным и не меняется с изменением режимных параметров. От изменения последних могут зависеть только абсолютные значения коэффициентов $\zeta_п$ и ζ и положение минимума на кривых $\zeta(n)$, но не характер зависимости $\zeta_п = f(n)$.

Для примера на рис. 3-12 приведена зависимость коэффициента восстановления энергии от числа λ_1 при различных числах Re_1 для двух значений параметра n. При больших числах Re_1 переход от $n=3$ к $n=4$ не вызвал изменений характера кривых, а для $Re_1 < 10^5$ максимальное различие в коэффициенте ξ составляет около 3%. Одновременно отметим, что кризисное снижение величины ξ происходит для обеих степеней расширения n при одном и том же значении безразмерной скорости λ_1. Аналогичная картина отмечается и для диффузоров с углами 4, 10, 20°.

Значительно сложнее анализировать влияние угла α. В большинстве работ по диффузорам именно этот параметр считается основным, определяющим характер течения в канале [Л. 5, 34, 54, 102, 106, 107]. С величиной угла α при неизменных остальных параметрах в первую очередь связан переход от безотрывного к отрывному течению в диффузорах.

Опытные данные, приведенные на рис. 3-13, показывают, что при больших числах Re_1 изменение угла α до некоторого критического значения $\alpha_{кр}$ почти не меняет коэффициента восстановления энергии, а при $\alpha > \alpha_{кр}$ происходит резкое его снижение, вызванное отрывом потока у горла диффузора.

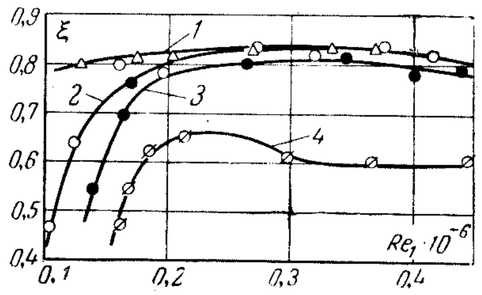


Рис. 3-13. Зависимость коэффициента ξ от Re_1 и угла α ($n=4$; $\lambda_1 \approx 0{,}8$).

1 — $\alpha=7°$; *2* — $\alpha=10°$; *3* — $\alpha=15°$; *4* — $\alpha=20°$.

Величина критического угла зависит от степени расширения, числа Re_1 и безразмерной входной скорости λ_1. Для малых скоростей и больших чисел Re_1 значение $\alpha_{кр}$ определяется кривой, приведенной на рис. 2-10, и показывает, что с увеличением степени расширения происходит снижение критического значения угла $\alpha_{кр}$. Эта же зависимость следует и из кривых на рис. 3-14,*а*. При $n=2{,}4$ возрастание коэффициента $\zeta_п$ происходит, начиная с 15°, а при $n=4$ $\alpha_{кр}=10°$.

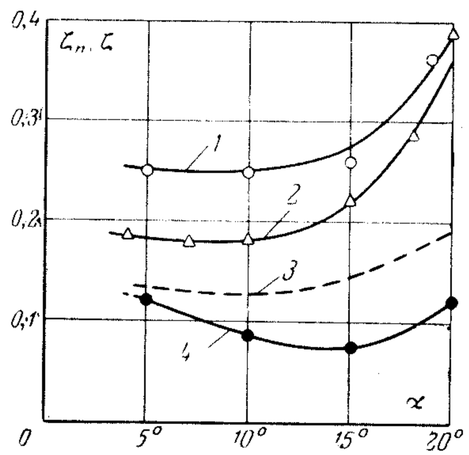
С ростом скорости диапазон предельных углов сужается, а с уменьшением числа Re_1 в зоне его малых значений ($Re_1 < 10^5$) можно получить безотрывное течение при $n=4$ и угле $\alpha=20°$. Сказанное подтверждается данными эксперимента, приведенными на рис. 3-9,*д* и 3-10,*б*.

При $\lambda_1 \approx 0{,}4$ и $Re = 10^5$ потери зависят от угла α слабо и даже при $\alpha=20°$ составляют величину порядка 27% (рис. 3-9,*д*). С увеличением скорости ($\lambda_1=0{,}85$) и числа $Re_1 < 2 \cdot 10^5$ происходит резкое уменьшение коэффициента восстановления энергии в диффузоре не только при $\alpha=20°$, но и при $\alpha=10°$ (рис. 3-10,*б*).

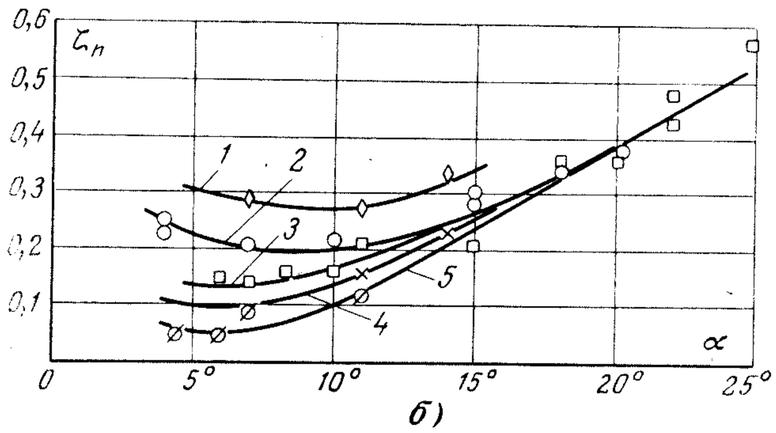
Если верхние значения критического угла зависят от ряда факторов и изменяются в широких пределах, то

нижние значения определяются более точно. В соответствии с опытными данными можно, видимо, утверждать, что при $\alpha < 8°$ течение в диффузорах носит в основном безотрывный характер.

Диапазон углов от 8 до 15° является переходным, но область безотрывных режимов и допустимых степеней расширения еще достаточно широка. При углах от 15 до 20° зона безотрывных течений крайне узка, а при $\alpha > 20°$ течение носит четко выраженный отрывной характер, причем отрыв начинается вблизи входного сечения. На это указывают кривые, приведенные на рис. 3-14,*б*.



а)



б)

Рис. 3-14. Зависимость коэффициентов $\zeta_п$ и ζ от угла α.

а: *1* — $n=2{,}4$; *2* — $n=4{,}0$; $\zeta_п = f(\alpha)$;
3 — $\zeta = f(\alpha)$; *4* — $\zeta = f(\alpha)$; $n=2{,}4$;

б: *1* — $n=2$; *2* — $n=3$; *3* — $n=4$; *4* — $n=6$; *5* — $n=10$ [$\lambda_1=0{,}4$; $Re_1=(2\div3)\cdot10^5$].

Если при $\alpha < 20°$ полные потери заметно изменяются с изменением степени расширения, то для $\alpha > 20°$ все кривые сближаются и зависимость величины $\zeta_п$ от n практически исчезает.

Рассматривая характер изменения полных потерь в зоне безотрывного течения, можно отметить их слабую зависимость от угла α. В то же время внутренние потери заметно падают с ростом α и достигают минимального значения вблизи предельного угла. Изменение внутренних потерь в зависимости от этой величины для диффузоров с постоянной степенью расширения ($n=2{,}4$) приведено на рис. 3-14,*а* (кривая *4*). Опытные точки получены в результате траверсирования всего выходного сечения диффузора и последующего осреднения с учетом расходной составляющей скорости. Здесь же для сравнения нанесена зависимость внутренних потерь (кривая *3*) от угла α, полученная без учета расходной составляющей скорости.

Если при малых углах ($\alpha<5°$) способ осреднения играет сравнительно малую роль, то при $\alpha=10°$ расхождение сравниваемых кривых составляет 4%, а при $\alpha=15°$ потери различаются почти в 2 раза и затем с возникновением отрыва это различие почти не изменяется.

Приведенное сопоставление указывает на то, что с ростом угла раскрытия диффузора происходит заметная деформация выходного поля скоростей, приводящая к росту отношения $c_{2\text{макс}}/c_{2\text{ср}}$. Вычислив для данного случая коэффициент энергии N_2 в выходном сечении, получим его непрерывное возрастание ($N_2=1{,}09$; $\alpha=5°$, $N_2=1{,}58$; $\alpha=15°$).

Другими словами, с ростом угла α до предельной величины снижаются внутренние потери и возрастают потери с выходной скоростью. Падение коэффициента ζ с увеличением угла α при постоянной степени расширения объясняется уменьшением длины диффузора и, следовательно, уменьшением поверхности трения. В то же время деформация выходного профиля скорости приводит к возрастанию коэффициента потерь с выходной скоростью $\zeta_{в.с}$. Интенсивность нарастания коэффициента $\zeta_{в.с}$ при $\alpha>7\div8°$ превышает интенсивность падения коэффициента внутренних потерь и в результате оптимум уже по полным потерям оказывается сдвинутым в сторону меньших α по сравнению с оптимальным углом по внутренним потерям.

Анализируя влияние угла α, следует иметь в виду, что с его увеличением возрастает и эффективная степень расширения. В результате происходит деформация профиля скорости в выходном сечении и как следствие отмеченное возрастание коэффициента энергии N_2. Если при этом выходные потери оцениваются по среднерасходной скорости соотношением

$$\zeta_{в.с}=\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2\frac{1}{n^2},$$

то неучтенная здесь доля потерь с выходной скоростью входит во внутренние потери и снижает интенсивность их изменения с ростом угла α (рис. 3-14). При малых углах ($\alpha<6—8°$), когда поток еще далек от предотрывного состояния, эта доля выходных потерь незначительна и не может изменить характер зависимости коэффициента потерь $\zeta_п$ от угла α. С приближением к предотрывному состоянию резко увеличивается коэффициент N_2 и суммарные потери начинают расти с ростом угла α.

Оценивая внутренние потери по разности между полными потерями и потерями с выходной скоростью, вычисленными по формуле $\zeta_{в.с}=1/n^2$, получим, что оптимальное значение угла составляет 6—10°. При зондовых испытаниях диффузоров, когда осреднение ведется без учета расходной составляющей, указанная выше доля потерь с выходной скоростью также автоматически включается во внутренние потери.

При оценке полных потерь принципиально безразлично, как ведется осреднение: с учетом расходной составляющей скорости или без него, ибо они представляют сумму внутренних и выходных потерь, а метод осреднения приводит только к перераспределению слагаемых полных потерь.

Сказанное подтверждается опытными данными на рис. 3-15, где приведены результаты испытаний серии конических диффузоров с постоянной степенью расширения $n=2{,}33$ для четырех значений числа M_1. Здесь можно выделить три зоны. С увеличением угла до 6° происходит снижение потерь. Затем при $6°<\alpha<15°$ потери сравнительно слабо растут (практически по линейному закону). Эта зона характеризуется высокочастотными пульсациями, вызванными появлением мелких нестационарных отрывных зон. Однако развитые отрывные зоны не обнаруживаются и потери увеличиваются всего на 3—5%. Протяженность второй зоны зависит от числа Маха на входе в диффузор и числа Re_1 и непрерывно сокращается с ростом M_1.

При $\alpha > 15—20°$ потери интенсивно возрастают и поток приобретает пульсирующий характер с четко выраженными вихревыми областями, сносимыми вниз по течению, причем частота пульсаций с ростом угла падает.

Таким образом, минимальные потери соответствуют сравнительно узкому диапазону углов (6—10°). С целью уменьшения осевых размеров диффузоров допустимо для небольших скоростей и высоких чисел Re_1 применение углов порядка 15° (без заметного ухудшения аэро-

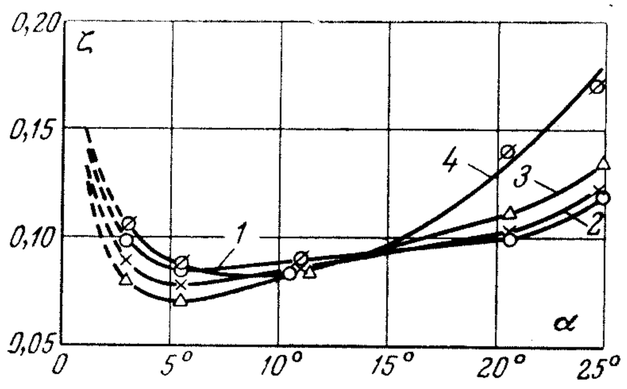


Рис. 3-15. Зависимость ζ от угла α при различных начальных скоростях.
1 — $M_1=0{,}25$; *2* — $M_1=0{,}4$; *3* — $M_1=0{,}51$; *4* — $M_1=0{,}7$.

динамических характеристик). Объясняя столь резкое влияние угла α на характер течения в диффузорах, авторы некоторых работ [Л. 34, 54] делают попытку связать величину α с параметром Бури Г и таким образом объяснить не только деформацию профиля скорости в выходном сечении, но и возникновение отрыва при $\alpha > \alpha_{пр}$.

Рассуждения основываются на том, что с ростом угла α происходит рост параметра Г в связи с ростом как градиента скорости dc/dx, так и толщины пограничного слоя. В результате значение Г быстро достигает отрывного значения Γ_S и дальнейшее увеличение угла приводит к смещению точки отрыва против потока. Однако несложно показать, что параметр Бури Г от угла α не зависит и, следовательно, приведенные выше соображения оказываются несостоятельными.

В самом деле, перепишем (1-26) в следующем виде:

$$\Gamma = \frac{dc}{dx}\cdot\frac{\delta^{**1,25}}{c^{0,75}\nu^{0,25}} = \frac{d\bar{c}}{d\bar{x}}\cdot\frac{\bar{\delta}^{**1,25}}{\bar{c}^{0,75}}\left(\frac{Lc_1}{\nu}\right)^{0,25},$$

где в качестве масштаба скорости принята скорость на входе в диффузор, а масштаба длины — длина образующей L.

Безразмерные толщина потери импульса $\bar{\delta}^{**}$, скорость $\bar{c}$ и градиент скорости определяются только безразмерной координатой $\bar{x}$ и для заданной степени расширения не зависят от угла α. Для ламинарного пограничного слоя этот вывод был сделан Польгаузеном [Л. 111].

Таким образом, при объяснении отрыва в диффузорах с увеличением угла α следует исходить из других предпосылок. В частности, отметим, что с увеличением угла α при неизменной относительной длине происходит уменьшение обратного влияния пограничного слоя и эффективная степень расширения приближается к геометрической, т. е. происходит увеличение фактической степени расширения. Кроме того, увеличение угла вызывает значительное местное возмущение на входе в диффузор. Это возмущение снижает устойчивость пограничного слоя и приводит к его отрыву при $\alpha > \alpha_{пр}$.

Влияние условий входа (плавности перехода) иллюстрируется профилями скоростей в выходном сечении семиградусного диффузора, приведенными на рис. 3-16. Если при угловом изломе ($r_1=0$) в месте перехода к диффузорной части в выходном сечении фиксировалось отрывное течение, то скругление угла ($r=2$ *мм*) приводило к ликвидации отрыва. Последнее обстоятельство дает основание связывать возникновение отрыва со степенью входного возмущения, вызванного угловым изломом.

Если плоскость течения содержит особые точки типа полюсов, то в их окрестностях обычная теория пограничного слоя неприменима и в этой области требуется специальный анализ течения. Сказанное вытекает из смысла уравнений Прандтля, так как вблизи угловых точек $\partial p/\partial y \neq 0$.

В остальном пространстве, исключая зону отрыва, где также $\partial p/\partial y \neq 0$ [Л. 65], можно базироваться на методах и выводах теории пограничного слоя, используемых для внутренней задачи. Однако в отличие от внешней задачи здесь обратное влияние пограничного слоя на распределение давлений вдоль ограничивающих стенок значительно сильнее и может привести к существен-

ному отклонению результатов от значений, подсчитанных для идеальной жидкости.

Для решения вопроса о характере течения в диффузорах, помимо общего анализа, основанного на известном распределении давлений и скоростей, необходимо рассмотреть течение жидкости с конечной вязкостью вблизи угловых точек и выяснить справедливость сделанного выше предположения о роли угловых изломов.

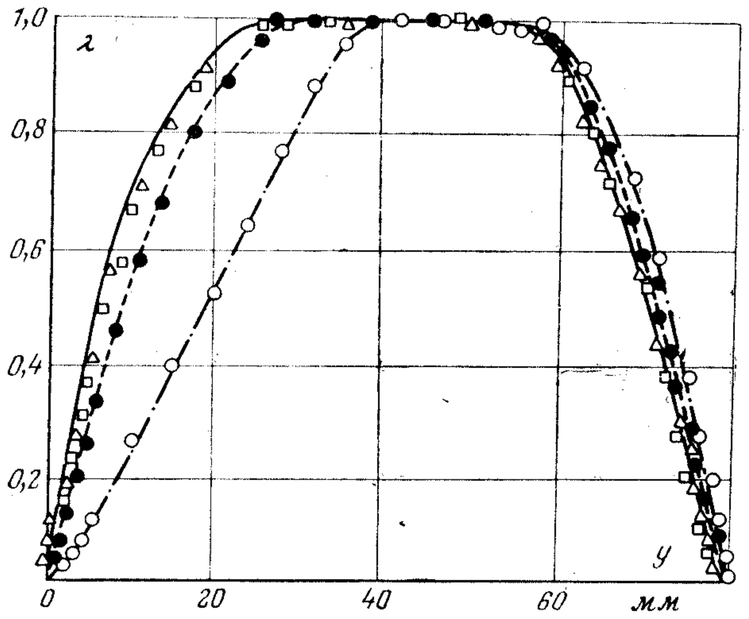


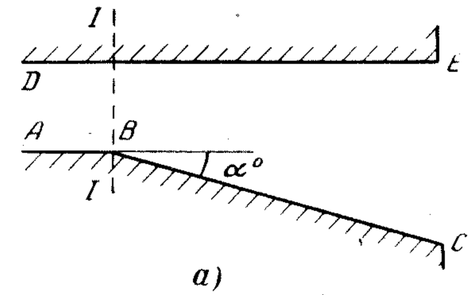
Рис. 3-16. Профили скорости в выходном сечении конического диффузора при различных условиях входа ($\alpha=7°$; $n=4$; $\lambda_1=0{,}82$).

○ — $r_1=0$; ● — $r_1=1$ *мм*; □ — $r_1=2$ *мм*; △ — $r_1=4$ *мм*.

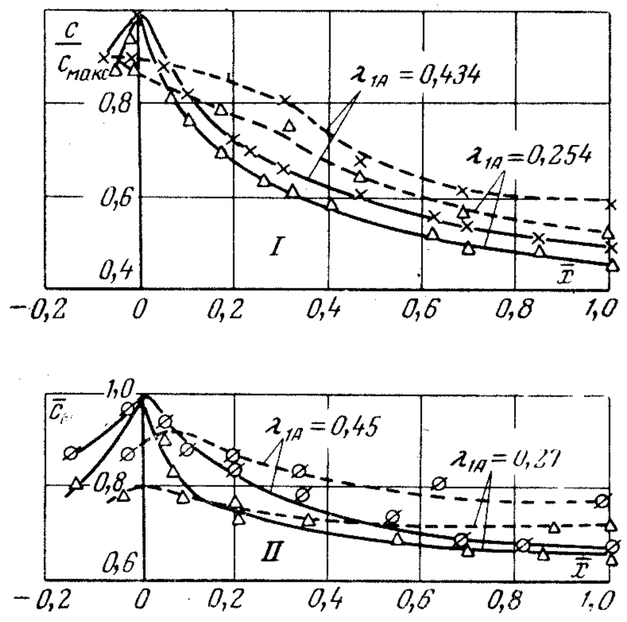
С этой целью рассмотрим результаты исследования плоского канала, изображенного на рис. 3-17,*а* и представляющего собой односторонний диффузор с углами раскрытия α, равными соответственно 5, 10, 20 и 30°.

Для экспериментальной оценки скоростей как нижняя, так и верхняя стенки канала имели ряд дренажных отверстий, причем в зоне излома они располагались на расстоянии 1—2 *мм* одно от другого. Кроме того, непосредственно в сечении *I—I* (рис. 3-17,*а*) с помощью микронасадка измерялся профиль скорости в пограничном слое, что позволяло получить представление о возмущении, вносимом изломом.

На рис. 3-17,*б* приведены значения относительной скорости вдоль стенки *ABC* при различных величинах безразмерной скорости в начальной точке *A* (λ_{1A}) для двух значений угла α, равных 10 и 20°. Для удобства сравнения текущая скорость всюду отнесена к скорости



а)



б)

Рис. 3-17. Схема исследуемого канала (*а*) и изменение относительных скоростей в этом канале (*б*).

I — $\alpha=10°$; *II* — $\alpha=20°$; —— — вдоль стенки *ABC*; — — — — вдоль стенки *DE*.

в точке *B*. Все скорости здесь вычислены по статическому давлению на стенке p_i и начальному давлению p_0.

Из кривых видно, что влияние излома сказывается достаточно сильно и распространяется на значительное расстояние вверх по потоку. С приближением к угловой точке скорость на небольшом участке увеличивается

почти на 30%, а затем столь же резко происходит ее уменьшение в диффузорной части. Одновременно можно отметить, что на противоположной стенке *DE* скорость увеличивается всего на 2—5%.

Указанные результаты с качественной стороны хорошо согласуются с теоретическими решениями для течения идеальной жидкости около выпуклого угла [Л. 64]. Однако абсолютное увеличение скорости остается ограниченным, хотя и весьма заметным.

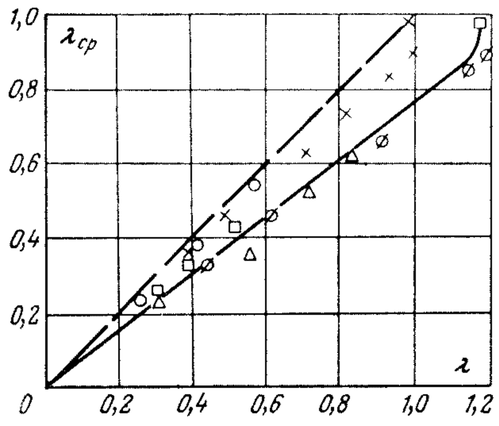


Рис. 3-18. Зависимость между средней ($\lambda_{ср}$) и местной (λ) относительными скоростями на входе в диффузор.
□ — $\alpha=5°$; ∅ — $\alpha=10°$; △ — $\alpha=20°$ — стенка *ABC*; × — $\alpha=10°$; O — $\alpha=20°$ — стенка *DE*.

Оценивая практическое увеличение скорости вблизи полюса, В. В. Голубев [Л. 20] считает, что сила давления в этой точке не может быть меньше сил трения. Отсюда, зная порядок минимального давления, можно определить и порядок максимальной скорости. Такой подход является более физически обоснованным и позволяет провести некоторые количественные оценки.

Для сравнения теории с опытными данными вряд ли можно воспользоваться приведенными выше кривыми, так как вблизи угловой точки должен иметь место не только продольный, но и существенный поперечный градиент давления даже в пределах пограничного слоя. Это полностью подтверждается измерениями статического давления поперек канала с помощью микронасадка статического давления [Л. 52].

Из приведенных результатов следует, что возмущения, вносимые в поток изломом, возрастают с ростом числа M_1 и зависят от угла излома α. Наглядное представление о влиянии указанных параметров вблизи рассматриваемой точки можно получить из рис. 3-18. Здесь по оси ординат отложена среднерасходная скорость в сечении *I—I* (см. рис. 3-17,*а*), а по оси абсцисс — местная скорость в сечении излома на обеих стенках канала. В указанных координатах степень отклонения

опытных точек от биссектрисы дает разницу между местными и средними скоростями при различных углах во всем дозвуковом (по средним скоростям) диапазоне.

Видно, что на стенке *DE* местные скорости практически совпадают со средним значением и несколько увеличиваются с приближением к скорости звука. На стенке *ABC* в точке *B* рассматриваемая разница оказывается существенной и почти во всем дозвуковом диапазоне равна 30—35%. При этом абсолютное расхождение между скоростью в точке *B* и ее средней величиной непрерывно возрастает. Для $\lambda_{ср}=0{,}75$ $\lambda_B=1$. Дальнейшее увеличение средней скорости приводит к появлению вблизи излома зоны местных сверхзвуковых скоростей. Поперечная протяженность области увеличенных скоростей невелика. Однако влияние ее на дальнейшее развитие течения в расширяющейся части канала часто оказывается решающим, так как приводит к резкому возрастанию локальных положительных градиентов давления.

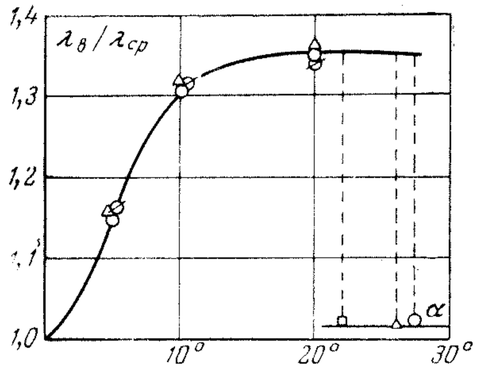


Рис. 3-19. Зависимость максимальной скорости в точке излома от угла α и средней скорости $\lambda_{ср}$.
O — $\lambda_{ср}=0{,}2$; △ — $\lambda_{ср}=0{,}44$; ∅ — $\lambda_{ср}=0{,}65$.

Имея в виду сказанное, рассмотрим зависимость максимальной скорости в точке *B* от α. Эта зависимость, приведенная на рис. 3-19, оказывается разрывной. Вначале с увеличением угла α местное ускорение потока непрерывно возрастает. Затем при $\alpha>10°$ интенсивность этого роста замедляется и при $\alpha=20\div25°$ функция $\lambda_B/\lambda_{ср}=f(\alpha)$ терпит разрыв, а местная скорость приближается к среднему значению. С увеличением скорости точка разрыва смещается в сторону меньших углов и возмущение, вносимое изломом, возрастает.

Таким образом, если угол α сравнительно мал, то вызванное им возмущение не оказывает существенного влияния на последующее течение и положение точки отрыва может быть определено, исходя из теории пограничного слоя. Однако с увеличением угла зона возму-

щенного течения захватывает более значительные области, существенно возрастает местный положительный градиент давления непосредственно на входе в диффузор (см. рис. 3-17,*б*), что приводит к снижению устойчивости профиля скорости, и в потоке возникают локальные зоны нестационарных отрывов.

Теоретический расчет указанного течения представляется крайне сложным, и пока приходится ориентироваться на опытные данные, которые, кстати, из-за нестационарного характера потока также довольно противоречивы.

Естественно, что возникновение нестационарного отрыва в рассматриваемом диапазоне углов ($\alpha=10\div25°$) зависит от общей степени расширения диффузора n. Чем больше угол, тем меньше предельное значение n, обеспечивающее безотрывное течение. Попутно отметим, что аналогичный вывод можно сделать и в отношении влияния сжимаемости (чем больше скорость при заданном угле α, тем меньше должна быть предельная величина степени расширения). Причина такого ограничения ясна из предыдущего изложения.

Рассматривая, наконец, диффузоры с углами, бо́льшими, чем 20°, можно отметить возникновение отрыва непосредственно во входном сечении. С этого момента течение в диффузоре приобретает струйный характер и влияние угловой точки B вверх по потоку сказывается мало. На рис. 3-19 переход к указанному режиму течения соответствует точке разрыва непрерывности.

С возникновением струйного отрыва течение в диффузоре становится идентичным с течением при внезапном расширении и для оценки потерь энергии ζ можно использовать широко известную формулу (2-42а). В связи с этим интересно указать, что полученные здесь значения углов, соответствующих переходу к струйному отрыву в прямоугольном диффузоре, совпадают для малых скоростей с данными, приведенными в работе [Л. 54], где значение $\varphi_д=\varphi(\alpha)$ становится равным единице для угла $\alpha=26°$.

Таким образом, наличие в потоке угловых точек может решающим образом повлиять на характер течения в последующих диффузорных областях, так как вносимые возмущения заметно перераспределяют скорости в поперечном сечении канала. Указанные возмущения несколько уменьшаются, если перед изломом имеется

входной участок. Тогда входной пограничный слой приводит к более плавному изменению продольных скоростей, «сглаживая» влияние излома. Необходимо, правда, иметь в виду, что, уменьшая возмущение, вызванное изломом, входной, пограничный слой ухудшает аэродинамические характеристики диффузоров и также способствует более раннему отрыву. Однако в этом случае возможная точка отрыва располагается в расширяющейся части канала и ее положение может быть предсказано в результате теоретических расчетов.

При рассмотрении течения во входном сечении диффузора автором работы [Л. 5] сделан теоретический вывод о неизбежности отрыва, если длина участка перед диффузором превышает два входных калибра и угол $\alpha>6°$.

Приведенные выше опытные данные, полученные при входном участке, равном трем калибрам, и последующие опыты с более длинным входом, а также данные, рассмотренные в работах [Л. 21, 88, 89, 140], свидетельствуют о безотрывности течения при углах, существенно превышающих 6°. На это обстоятельство специально обращается внимание в работе [Л. 88]. В наших опытах даже при угле $\alpha=20°$ течение во входной области диффузора носило безотрывный характер и только в последующих сечениях возникал нестационарный отрыв. На это же указывают и опытные значения коэффициента восстановления давления, приведенные на рис. 3-9 и 3-10.

Исследование характера течения вблизи угловых точек может дать ценные материалы для объяснения кризисного возрастания потерь в диффузорах на околозвуковых режимах, когда с ростом скорости имеет место резкое увеличение входного возмущения и как следствие отрыв потока вблизи входного сечения.

В связи с изложенным остановимся на вопросе о рациональном законе падения скорости по оси диффузора, обеспечивающем минимальные потери и наибольшую зону безотрывного течения. С этой целью рассмотрим следующие законы изменения безразмерных скоростей:

$$\frac{c}{c_1}=1-\bar{x}^{\frac{n-1}{n}}; \qquad \text{(3-7а)}$$

$$\frac{c}{c_1}=\frac{1}{1+\bar{x}(n-1)}; \qquad \text{(3-7б)}$$

$$\frac{c}{c_1}=1-\sqrt{\bar{x}}\,\frac{n-1}{n}. \qquad (3\text{-}7в)$$

Кривые, соответствующие этим зависимостям при $n=2$, приведены на рис. 3-20. Нетрудно видеть, что формула (3-7б) соответствует теоретическому падению скорости в плоском диффузоре при $\rho=\text{const}$.

Рассчитав по формулам (3-7а), (3-7б) и (3-7в) значение параметра Г, получим для случая формулы (3-7а):

$$\Gamma=3{,}24\cdot10^{-3}\left[1-\frac{1}{\left(1-\bar{x}\,\frac{n-1}{n}\right)^{4{,}82}}\right]; \qquad (3\text{-}8а)$$

при использовании формулы (3-7б)

$$\Gamma=5{,}5\cdot10^{-3}\{[1+\bar{x}\,(n-1)]^{2{,}82}-1\} \qquad (3\text{-}8б)$$

и формулы (3-7в)

$$\Gamma=5{,}5\cdot10^{-3}\,\frac{n}{(n-1)}\cdot\frac{1}{\sqrt{\bar{x}}}\times$$
$$\times\left[\frac{1}{\left(1-\sqrt{\bar{x}}\,\frac{n-1}{n}\right)^{4{,}82}}-4{,}72\,\frac{n-1}{n}\sqrt{\bar{x}}\right], \qquad (3\text{-}8в)$$

Построенные по этим формулам кривые изменения параметра Г вдоль диффузора для $n=2$ (рис. 3-21) показывают, что интенсивность его роста существенно зависит от закона изменения скорости. При линейном законе (3-7а) отрывное значение Γ_S достигается в сечении $\bar{x}=0{,}85$. Однако на начальном участке величина Г оказывается минимальной, т. е. с точки зрения возмущений на входе целесообразно иметь по возможности плавный переход к диффузорному участку. При резком падении скорости на входе [закон (3-7а)] параметр Г достигает в этой области наибольшей величины, хотя в конечных сечениях его значения меньше, чем при линейной зависимости для скорости.

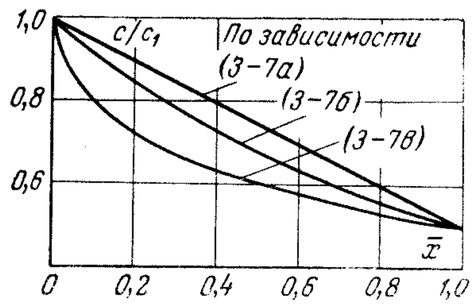


Рис. 3-20. Различные законы изменения скорости в диффузоре.

Таким образом, для обеспечения безотрывного течения в конечных сечениях целесообразно иметь в области минимального сечения более резкое падение скорости. К этому же результату приводит и рассмотрение ламинарного течения в диффузоре.

Вместе с тем для коротких диффузоров, когда угол $\alpha>11°$ и эффективная степень расширения приближается к геометрической, целесообразно обеспечить плавный переход от цилиндрической части к расширяющемуся каналу. В этом случае наиболее часто применяют так называемые изоградиентные диффузоры, имеющие при $L/D_1<2$ несколько меньшие потери, чем плоские.

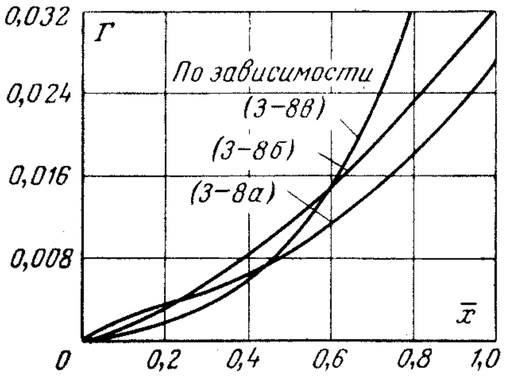


Рис. 3-21. Изменение параметра Г вдоль диффузора при различных законах изменения скорости.

Однако при углах $\alpha<10\div11°$ и $L/D_1>2$ наиболее целесообразно применение обычных конических или плоских диффузоров, а при малых скоростях допустимо переходить к диффузорам с повышенным расширением вблизи входного участка. Форма такого диффузора показана на рис. 3-22,*а*.

Изложенные соображения хорошо подтверждаются кривыми потерь на рис. 3-22,*б*. Отметим, что при $n=2{,}33$ и относительной длине $L/D_1=2$ только в кониче-

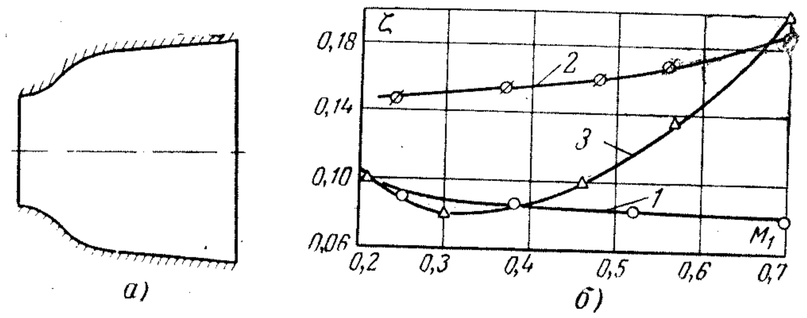


Рис. 3-22. Схема профилированного диффузора (*а*) и зависимость коэффициента ζ от M_1 для различных диффузоров (*б*) ($n=2{,}33$).

1 — конический диффузор; *2* — изоградиентный диффузор; *3* — профилированный диффузор.

ском диффузоре имеет место безотрывное течение в широком диапазоне чисел M_1. В изоградиентном диффузоре (кривая *2*) отрыв происходит при всех режимах, а в диффузоре с обратной кривизной стенки (кривая *3*) при $M_1>0{,}45$, когда заметно возрастает локальный входной градиент скорости.

Проведенный анализ влияния угла раскрытия на характер течения в диффузорных каналах показывает, что α по существу характеризует степень входных возмуще-

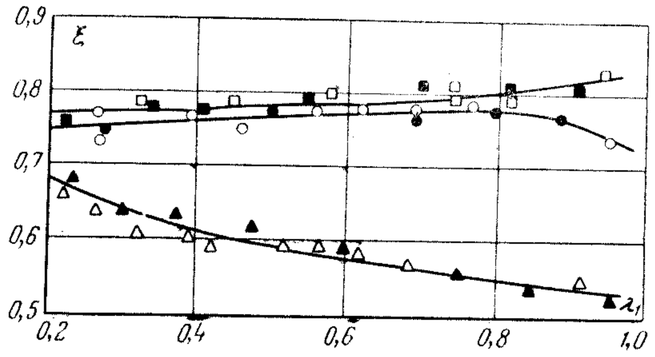


Рис. 3-23. Влияние скругления на входе в диффузор на коэффициент восстановления давления.

□, ○, △ — $r_1=2{,}0$ *мм*; ■, ●, ▲ — $r_1=4$ *мм*; □, ■ — $\alpha=7°$; ○, ● — $\alpha=10°$; △, ▲ — $\alpha=20°$.

ний. Величина последних интенсивно возрастает как с ростом угла, так и с увеличением входной скорости. При этом местные градиенты давления значительно превышают величины $\partial p/\partial x$, вычисленные по среднерасходной скорости.

Для уменьшения отрицательного влияния угловых изломов часто оказывается достаточным небольшого скругления входной части диффузора. Так, на рассмотренном выше рис. 3-16 при $r_1=0$, когда переход от цилиндрической части к конической осуществлялся без скругления, в выходном сечении диффузора течение носило отрывной характер, а при $r_1=1$ *мм* отрыв ликвидировался, несмотря на большие входные скорости. Дальнейшее изменение радиуса r_1 уже не приводило к сколь-либо заметной деформации выходного профиля.

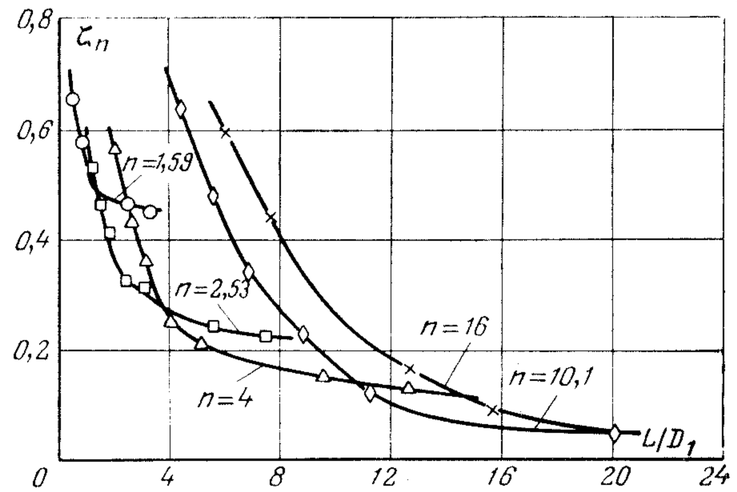
Зависимость коэффициента восстановления энергии от числа λ_1 (рис. 3-23) также показывает, что плавное сопряжение диффузора с входным участком даже при

небольшом радиусе ($r_1>2$ *мм*) существенно уменьшает потери.

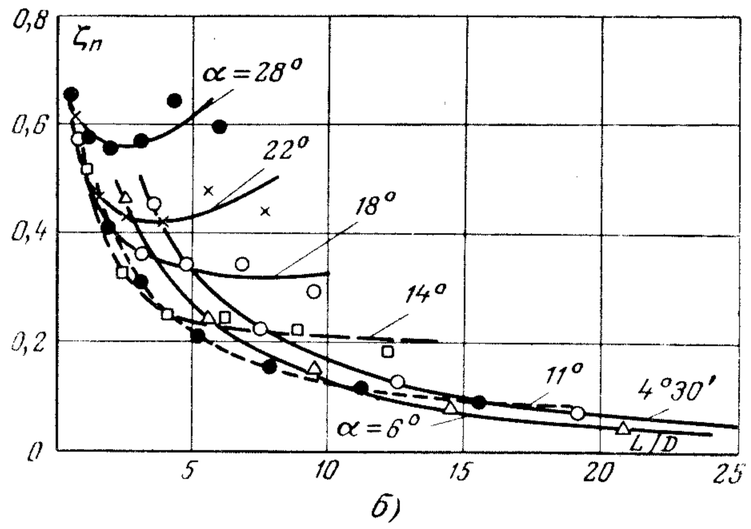
Влияние последнего из определяющих геометрических параметров конических диффузоров (величины L/D_1) на коэффициент полных потерь $\zeta_п$ по существу уже рассматривалось выше. В явном виде зависимости

$$\zeta_п=f(L/D_1) \quad \text{для} \quad n=\text{const}$$

приведены на рис. 3-24,*а* и для $\alpha=\text{const}$ на рис. 3-24,*б*. Как в первом, так и во втором случаях (кроме $\alpha>22°$)



а)



б)

Рис. 3-24. Зависимость коэффициента полных потерь от величины L/D_1.

а **— $n=\text{const}$; *б* — $\alpha=\text{const}$.**

с ростом длины полные потери непрерывно падают. Уменьшение коэффициента $\zeta_п$ на рис. 3-24,*а* связано с тем, что увеличение параметра L/D_1 происходит с одновременным уменьшением угла α, а на рис. 3-24,*б* последнее объясняется ростом степени расширения. Как уменьшение угла α, так и рост величины n снижают потери с выходной скоростью, а некоторое возрастание внутренних потерь при увеличении длины диффузора не может существенно повлиять на характер зависимости $\zeta_п = f(L/D_1)$.

Рассмотренные опытные данные относятся к осесимметричным диффузорам. Однако они полностью применимы и для анализа течения в плоских каналах. Правда, этот анализ несколько усложняется для диффузоров, ширина которых B соизмерима с высотой H (см. рис. 2-1,*а*), так как в этом случае на величину потерь значительное влияние оказывает соотношение продольных и поперечных размеров входного и выходного сечений.

3-4. Расчет потерь в конических и плоских диффузорах по характеристикам пограничного слоя

Расчет эффективности диффузоров сводится в конечном счете к оценке коэффициентов полных ($\zeta_п$) и внутренних (ζ) потерь. При известных характеристиках пограничного слоя в выходном сечении диффузорного канала значения этих коэффициентов определяются соотношениями

$$\zeta_п = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 \frac{1}{n^2 (1 - \bar{\Delta}^*_2)^2}; \qquad (2\text{-}29)$$

$$\zeta = \left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2 \frac{\bar{\Delta}^{***}_2}{n^2 (1 - \bar{\Delta}^*_2)^3}, \qquad (2\text{-}37)$$

где $\bar{\Delta}^*_2$ и $\bar{\Delta}^{***}_2$ — относительные площади вытеснения и потери энергии, связанные с профилем скорости c_{2i} в выходном сечении и условной скоростью c_0, соответствующей отношению давлений p_2/p_{01}:

$$\bar{\Delta}^*_2 = \int_0^1 \left(1 - \frac{c_{2i}}{c_0}\right) d\left(\frac{F}{F_2}\right);$$

$$\bar{\Delta}^{***}_2 = \int_2^1 \frac{c_{2i}}{c_0}\left(1 - \frac{c_{2i}^2}{c_0^2}\right) d\left(\frac{F}{F_2}\right).$$

Если в центре потока сохраняется потенциальное ядро (зона, где $p_{01} = p_{02макс}$), то $c_0 = c_{2макс}$ и введенные величины $\bar{\Delta}^*_2$, $\bar{\Delta}^{***}_2$ тождественны с относительной площадью вытеснения $\bar{\delta}^*_2$ и площадью потери энергии $\bar{\delta}^{***}_2$, определяемыми по формулам (1-3) и (1-5).

Если $p_{01} > p_{02макс}$, то $\bar{\Delta}^*_2 > \bar{\delta}^*_2$ и $\bar{\Delta}^{***}_2 > \bar{\delta}^{***}_2$. Выше отмечалось, что условие $p_{01} = p_{02макс}$ для безотрывного течения нарушается не только при смыкании пограничных слоев, но и несколько раньше при неблагоприятных условиях входа в диффузор и повышенной турбулентности потока. Существенные различия между давлениями p_{01} и $p_{02макс}$ и соответственно между скоростями c_0 и $c_{2макс}$ в случае безотрывного течения имеет место при сравнительно больших степенях расширения ($n > 3$), когда величины коэффициентов $\zeta_п$ малы и абсолютная погрешность расчетов находится в пределах точности эксперимента ($\Delta\zeta_п \approx 3 \div 5\%$).

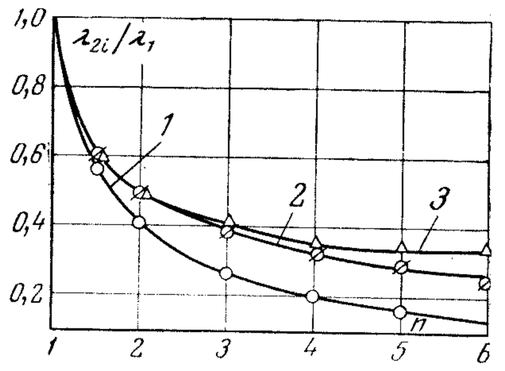


Рис. 3-25. Зависимость относительных скоростей в выходном сечении от степени расширения n.
1 — $\lambda_{2ср}/\lambda_1$;
2 — $\lambda_{2макс}/\lambda_1$;
3 — λ_0/λ_1.

Для примера на рис. 3-25 приведены соотношения между скоростями $c_0(\lambda_0)$, $c_{2макс}(\lambda_{2макс})$ и $c_{2ср}(\lambda_{2ср})$ в семиградусном диффузоре при различных степенях расширения n. С ростом этого параметра наиболее резко уменьшается средняя скорость (кривая *1*). Интенсивность падения максимальной скорости ($\lambda_{2макс}$), определенной по максимальному давлению полного торможения в выходном сечении и статическому давлению p_2, заметно меньше (кривая *2*), а условная скорость λ_0, совпадая со скоростью $\lambda_{2макс}$, до $n = 2{,}0$ снижается только на 66% от начальной скорости λ_1, а затем при $n > 4$ почти не изменяется (кривая *3*).

Таким образом, для практически важных степеней расширения ($n < 4$) можно не принимать во внимание падение давления полного торможения и пользоваться обычным определением интегральных площадей пограничного слоя.

416 — 13

Из сказанного ясно, что точность определения коэффициентов $\zeta_п$ и ζ зависит от точности вычисления величин $\Delta^*(\delta^*_2)$ и $\Delta^{***}_2(\delta^{***}_2)$. Для расчета условных толщин воспользуемся формулой (1-32) и преобразуем ее с учетом осевой симметрии задачи к виду [Л. 69]:

$$\frac{\delta^{**}_2}{L} = \frac{0{,}036}{\mathrm{Re}_1^{0,2}\bar{c}_2^{3,34}D_2}\left[\int_0^1 \bar{D}^{1,25}\bar{c}^{3,92}d\bar{x}\right]^{0,8} \qquad (3\text{-}9)$$

(здесь $\bar{D}=D_i/D_2$).

Входящая сюда безразмерная скорость $\bar{c}=c/c_1$ определяется законом изменения площади вдоль канала. Однако, как уже отмечалось выше, в плоских и конических диффузорах характер ее изменения по оси x существенно отличается от теоретической зависимости.

Если на начальном участке еще имеет место совпадение опытных и расчетных данных, то с приближением к выходному сечению из-за роста пограничного слоя падение скорости резко уменьшается (см. рис. 3-8,*б*).

Учет обратного влияния пограничного слоя может быть осуществлен, если ввести в рассмотрение местную площадь вытеснения $\bar{\delta}^*_i$. Тогда из уравнения неразрывности закон изменения скорости в диффузорном канале выразится следующим соотношением:

$$\frac{c}{c_{2макс}} = \frac{\rho_2 F_2(1-\bar{\delta}^*_2)}{\rho_i F_1(1-\bar{\delta}^*_i)}. \qquad (3\text{-}10)$$

При сравнительно тонком пограничном слое

$$\bar{\delta}^*_2 = \frac{4\delta^*_2}{D_2}. \qquad (3\text{-}11)$$

Если пограничный слой занимает почти весь канал, то соотношение между относительной площадью вытеснения $\bar{\delta}^*_2$ и толщиной δ^*_2 оказывается более сложным:

$$\delta^*_2 = \frac{D_2}{2}(1-\sqrt{1-\bar{\delta}^*_2}). \qquad (3\text{-}11а)$$

Совместное использование уравнений (3-9), (3-10) и (3-11а) приводит к следующему интегральному уравнению, определяющему площадь вытеснения $\bar{\delta}^*_2$:

$$\bar{\delta}^*_2 = 1 - \left\{1 - B\frac{(1-\bar{\delta}^*_2)^{3,14}}{2\sqrt{n}}\left[\int_0^1 \frac{dx}{\bar{D}^{6,6}(1-\bar{\delta}^*_i)^{3,92}}\right]^{0,8}\right\}^2. \qquad (3\text{-}12)$$

Здесь

$$B = \frac{0{,}144H}{\mathrm{Re}_1^{0,2}}\left(\frac{L}{D_1}\right)^{0,8};\quad H = \frac{\delta^*}{\delta^{**}}.$$

H зависит в основном от степени расширения n и относительной длины L/D_1.

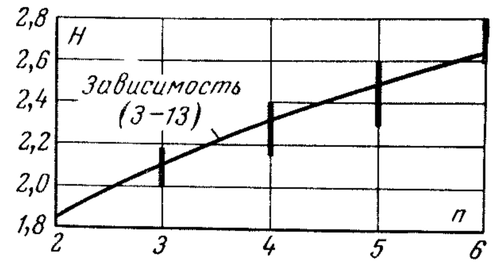


Рис. 3-26. Изменение параметра H в зависимости от степени расширения n.

— зоны опытных значений H для $M_1=0{,}5\div0{,}8$ (опыты МЭИ).

В первом приближении примем:

$$H = \frac{\delta^*}{\delta^{**}} = 1{,}4\left[1 + \frac{\sqrt{n}-1}{(L/D_1)^{0,2}}\right]. \qquad (3\text{-}13)$$

Качественно зависимость (3-13) выражает тот факт, что с ростом степени расширения при постоянной длине $\bar{L}$ профиль скорости в выходном сечении приближается к отрывной форме, для которой коэффициент $H=2\div2{,}8$ [Л. 71, 111], при $n=1$ $H=1{,}4$, что соответствует его значению для безградиентного течения.

О степени приближения (3-13) можно судить по рис. 3-26, где приведены опытные значения параметра H, полученные Л. Г. Головиной и В. В. Этт в результате траверсирования выходного поля скоростей диффузора с $\alpha=7°$.

Используя очевидное соотношение

$$\bar{D}_i = \frac{D_i}{D_2} = \frac{1+\bar{x}(\sqrt{n}-1)}{\sqrt{n}}, \qquad (3\text{-}13а)$$

представим (3-12) в виде

$$\bar{\delta}^*_2 = 1 - \left\{1 - B\frac{(1-\bar{\delta}^*_2)^{3,34}}{2} n^{2,34} \times \right.$$

$$\left. \times \left[\int_0^1 \frac{dx}{[1+\bar{x}(\sqrt{n}-1)]^{6,6}(1-\bar{\delta}^*_i)^{3,92}}\right]^{0,8}\right\}^2$$

и выразим текущую площадь вытеснения $\bar{\delta}^*_i$ следующим образом:

$$\bar{\delta}^*_i = \bar{\delta}^*_2 f(\bar{x}). \qquad (3\text{-}14)$$

Неизвестная функция $f(\bar{x})$, определяющая закон изменения величины $\bar{\delta}^*_i$ вдоль оси $\bar{x}$, непрерывно возрастает от нуля до единицы и может быть аппроксимирована степенной зависимостью вида:

$$f(\bar{x}) = \bar{x}^m. \qquad (3\text{-}14а)$$

Тогда

$$\bar{\delta}^*_2 = 1 - \left\{1 - B\frac{(1-\bar{\delta}^*_2)^{3,34} n^{2,34}}{2} \times \right.$$

$$\left. \times \left[\int_0^1 \frac{d\bar{x}}{[1+\bar{x}(\sqrt{n}-1)]^{6,6}(1-\bar{x}^m\bar{\delta}^*_2)^{3,92}}\right]^{0,8}\right\}^2, \qquad (3\text{-}15)$$

или

$$\bar{\delta}^*_2 \cong B(1-\bar{\delta}^*_2)^{3,34} n^{2,34} \times$$

$$\times \left[\int_0^1 \frac{d\bar{x}}{(1+\bar{x}(\sqrt{n}-1)]^{6,6}(1-\bar{x}^m\bar{\delta}^*_2)^{3,92}}\right]^{0,8}. \qquad (3\text{-}15а)$$

В уравнении (3-15) при фиксированных значениях величин m и n единственной неизвестной является площадь вытеснения $\bar{\delta}^*_2$ на выходе диффузора.

Конкретные расчеты показывают, что изменение показателя степени m в довольно широких пределах (от 0,5 до 1,0) мало меняет конечный результат. На этом основании можно было бы принять и простейшую линейную аппроксимацию. Однако опытные значения $f(\bar{x})$ (рис. 3-27) показывают, что хорошее совпадение с экспериментом имеет место при $m=0{,}8$.

Структура полученного для $\bar{\delta}^*_2$ выражения сложна, и его решение в каждом случае требует значительной

вычислительной работы, что снижает практическую ценность рассматриваемой методики. В этой связи Л. М. Дыскиным были проведены вычисления площади вытеснения $\bar{\delta}^*_2$ для всей серии конических диффузоров на ЭЦВМ. Результаты расчетов приведены в приложении (см. рис. П-1) в виде номограммы. Используя степень расширения n в качестве параметра, можно величину $\bar{\delta}^*_2$ построить в зависимости от коэффициента

$$B = \frac{0{,}20}{\mathrm{Re}_1^{0,2}}\left(\frac{L}{D_1}\right)^{0,8}\left[1 + \frac{\sqrt{n}-1}{(L/D_1)^{0,2}}\right]. \qquad (3\text{-}16)$$

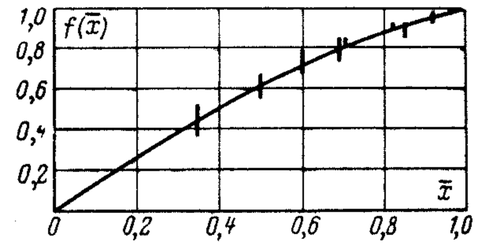


Рис. 3-27. Изменение функции $f(\bar{x})$ вдоль оси конических диффузоров.
■ — опытные значения функции $f(\bar{x})$ (опыты МЭИ).

Таким образом, весь расчет сводится к определению коэффициента B и нахождению по номограмме площади вытеснения $\bar{\delta}^*_2$ с последующим использованием формулы (2-29).

Еще раз отметим, что расчет построен на основе уравнения Кармана (1-2), интегралом которого для осесимметричного течения и является выражение (3-9). Отсюда следует, что источником возможной ошибки при определении площади $\bar{\delta}^*_2$ могут быть следующие обстоятельства: отсутствие потенциального ядра, когда теряет силу соотношение

$$\frac{dp}{dx} = -\rho c_{\text{макс}}\frac{dc_{\text{макс}}}{dx},$$

используемое при выводе уравнения Кармана; приближенный характер зависимости (3-13); отсутствие осевой симметрии в распределении величины δ^*_2 и известный произвол при выборе показателя степени m в формуле (3-14а); приближенный характер уравнения (3-9), полу-

ченного для небольших положительных градиентов давления.

Хотя все указанные причины в конечном счете не приводят к большой погрешности, тем не менее влияние некоторых из них может быть ослаблено, если расчет ведется на основании формулы (2-54).

$$1 = \frac{1}{\Delta^{***}_2} \int_0^1 \left(\frac{\rho_i}{\rho_2}\right)\left(\frac{c_i}{c_0}\right)^3 \frac{D_i}{D_2}\, d\Delta^{***}_i.$$

Абсолютная величина потерь энергии на цилиндрическом участке, отстоящем на расстоянии x от горла диффузора, будет равна [Л. 25, 72]:

$$\Delta^{***}_i = \frac{0{,}036H^*}{\mathrm{Re}_1^{0,2}} \left(\frac{L}{D_1}\right)^{0,8} \frac{D_1}{(c_i/c_1)^{0,2}}\, \bar{x}^{0,8}.$$

Отсюда

$$d\Delta^{***}_i = \frac{0{,}0288H^*}{\mathrm{Re}_1^{0,2}} \left(\frac{L}{D_1}\right) \frac{D_1 d\bar{x}}{\bar{c}_i^{0,2}\bar{x}^{0,2}}. \qquad (3\text{-}17)$$

Здесь $H^*=\Delta^{***}/\Delta^{**}$ (для безградиентного течения $H^*=1{,}8$). Подставив (3-17) в выражение (2-54) и заменив отношение скоростей $\bar{c}_i$ по формуле (3-10), а отношение диаметров по соотношению (3-13а), получим:

$$\Delta^{***}_2 = \frac{0{,}0288}{\mathrm{Re}_1^{0,2}} H^* D_1 \left(\frac{L}{D_1}\right)^{0,8} (1-\bar{\Delta}^*_2)^3\, n^{0,2} \times$$

$$\times \int_0^1 \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{1,8} \frac{n^{2,3} d\bar{x}}{[1-(\sqrt{n}-1)\bar{x}]^{4,6}\,(1-\bar{\Delta}^*_i)^3\;\bar{x}^{0,2}}.$$

Используем для относительной площади $\bar{\Delta}^*_i$ соотношение типа (3-14) с той же, что и раньше, функцией $f(\bar{x})$ и перейдем от толщины потери энергии к относительной площади вытеснения $\bar{\Delta}^*_2$, имея в виду, что

$$\Delta^{***}_2 = \frac{H^*}{H}\Delta^*_2 = \frac{H^*}{H}\cdot\frac{D_2}{2}\,(1-\sqrt{1-\bar{\Delta}^*_2}).$$

В результате интегральное уравнение, определяющее площадь вытеснения, примет вид:

$$\bar{\Delta}^*_2 = 1 - \left[1 - B_1 \frac{(1-\Delta^*_2)^3}{2} n^2 \times\right.$$

$$\left. \times \int_0^1 \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{1,8} \frac{\bar{x}^{-0,2} d\bar{x}}{[1-(\sqrt{n}-1)\bar{x}]^{4,6}\,(1-\bar{x}^{0,8}\bar{\Delta}^*_2)^{2,8}}\right]^2, \qquad (3\text{-}18)$$

где параметр

$$B_1 = \frac{0{,}115}{\mathrm{Re}_1^{0,2}}\left(\frac{L}{D_1}\right)^{0,8} H. \qquad (3\text{-}19)$$

Отношение плотностей ρ_2/ρ_1, фигурирующее в формуле (3-18), пока исключим из рассмотрения, так как плотность изменяется в основном только на начальном участке диффузора, а затем остается почти постоянной (рис. 3-28).

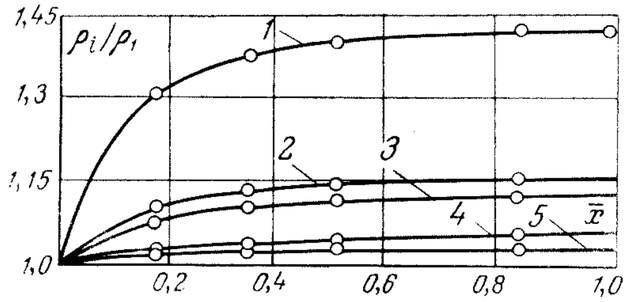


Рис. 3-28. Изменение плотности вдоль конического диффузора ($n=4$; $\alpha=10°$; $\mathrm{Re}_1=2\cdot10^5$).

1 — $\lambda_1=0{,}98$; *2* — $\lambda_1=0{,}63$; *3* — $\lambda_1=0{,}57$; *4* — $\lambda_1=0{,}4$; *5* — $\lambda_1=0{,}3$.

Для величины H примем введенную выше аппроксимацию (3-13). Тогда получим:

$$B_1 = \frac{0{,}161}{\mathrm{Re}_1^{0,2}}\left(\frac{L}{D_1}\right)^{0,8}\left[1 - \frac{\sqrt{n}-1}{(L/D_1)^{0,2}}\right]. \qquad (3\text{-}19а)$$

В целом уравнение (3-18) проще уравнения (3-15), и при его выводе мы не использовали в явном виде условие потенциальности течения в ядре потока. Физической основой формулы (3-18) является замена реального течения на бесконечно малом участке диффузора $d\bar{x}$ некоторым фиктивным течением в цилиндрической трубе той же длины $d\bar{x}$, отстоящей от входа на том же расстоянии $\bar{x}$, и имеющим в центре потока ту же скорость c_i, что и рассматриваемый участок диффузора [см. формулу (2-54)].

Численное сравнение расчетов по формулам (3-15) и (3-18) показывает, что оба метода дают достаточно близкие результаты. В приложении приведена номограм-

ма (см. рис. П-2), основанная на уравнении (3-18) с параметром B_1, определяемым из формулы (3-18а).

Представление о точности определения относительных площадей вытеснения в выходном сечении диффузора дает рис. 3-29, где сопоставлены оба метода расчета с экспериментальными значениями, полученными в результате траверсирования выходного поля скоростей в семиградусных диффузорах, различающихся степенью расширения n. Совпадение расчетных и экспериментальных значений $\bar{\delta}^*_2$ следует признать вполне удовлетворительным. Вместе с тем необходимо отметить, что условная площадь вытеснения $\bar{\Delta}^*_2$ при $n>4$ заметно отличается от величины $\bar{\delta}^*_2$. Эта разница вызвана падением давления полного торможения в ядре потока (см. рис. 3-25). Отсюда следует ограничение рассматриваемого метода расчета коэффициентов полных потерь $\zeta_п$ умеренными степенями расширения $n<3{,}5\div4$.

Во всех приведенных соотношениях, кроме геометрических, фигурирует только один режимный параметр — число Рейнольдса. Отсутствие здесь числа Маха объясняется тем, что непосредственно на интегральные толщины δ^*_2, δ^{**}_2 и δ^{***}_2 в выходном сечении этот параметр влияет мало. В основном число Маха изменяет характер течения на входном участке диффузора, где его рост приводит к увеличению входных положительных градиентов давления. Однако это нарушение, если оно не вызывает отрыва пограничного слоя, сглаживается в последующем течении и все влияние сжимаемости сводится в конечном счете к изменению плотности вдоль диффузора, что приводит к увеличению величины $\bar{\delta}^*_2$. Степень этого увеличения прослеживается на рис. 1-11, где при изменении входной скорости от $\lambda_1=0{,}3$ до $\lambda_1=1{,}1$ максимальный рост величины $\bar{\delta}^*_2$ составил 20%.

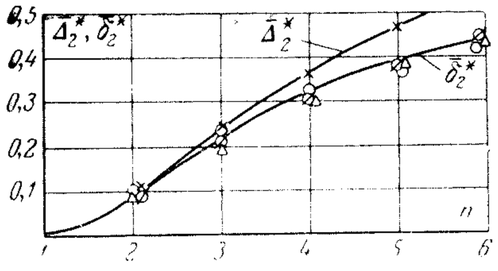


Рис. 3-29. Сравнение результатов расчетов по формулам (3-15) и (3-18) с экспериментальными данными.

△ — расчет по формуле (3-15); ∅ — расчет по формуле (3-18); О — опытные значения $\bar{\delta}^*_2$; × — опытные значения $\bar{\Delta}^*_2$.

Принципиально этот рост следует иметь в виду и его можно учесть, если не отбрасывать в формуле (3-18) отношение плотностей, а, используя теорему о среднем, включить отношение $\left(\frac{\rho_2}{\rho_i}\right)^{1,8}_{\bar{x}}$ в параметр B_1.

В результате можно пользоваться той же номограммой приложения, но определять коэффициент B_1 соотношением

$$B_1=\frac{0{,}161}{\mathrm{Re}_1^{0,2}}\left(\frac{L}{D}\right)^{0,8}\left[1-\frac{\sqrt{n}-1}{(L/D_1)^{0,2}}\right]\left(\frac{\rho_2}{\rho_i}\right)^{1,8}_{\bar{x}}. \qquad (3\text{-}20)$$

Отношение плотностей в некотором сечении $\bar{x}$ выразим следующим образом:

$$\left(\frac{\rho_2}{\rho_i}\right)_{\bar{x}}=1+a\left(1-\frac{\rho_2}{\rho_1}\right), \qquad (3\text{-}21)$$

где коэффициент $a<1$, а отношение ρ_2/ρ_1 связано со скоростями λ_0 и λ_1 соотношением [Л. 25]:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1}=\left(\frac{1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_0^2}{1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_1^2}\right)^{\frac{1}{k-1}}. \qquad (3\text{-}21а)$$

Выше отмечалось, что условная скорость λ_0 отличается не более чем в 2,5 раза от скорости λ_1 (см. рис. 3-25). Тогда, полагая $\lambda_0^2=\lambda_1^2/5$, получим:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1}=\frac{1-\frac{\lambda_1^2}{5(k+1)}}{\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_1^2\right)^{\frac{1}{k-1}}}. \qquad (3\text{-}22)$$

В целом формула (3-22) дает примерное представление о порядке отношения плотностей и может быть использована не только при вычислении параметра B_1, но и в соотношениях, определяющих полные (2-29) и внутренние (2-34) потери в диффузорах.

Характер изменения плотностей вдоль диффузора при различных скоростях λ_1 достаточно ясен из кривых,

приведенных на рис. 3-28, позволяющих принять коэффициент a в формуле (3-21) порядка 0,4.

С учетом сказанного получим:

$$B_1 = \frac{0,161}{\mathrm{Re}_1^{0,2}} \left(\frac{L}{D_1}\right)^{0,8} \left[1 - \frac{\sqrt{n}-1}{(L/D_1)^{0,2}}\right] \times$$

$$\times \left\{1 + 0,4 \left[1 - \frac{1 - \frac{\lambda_1^2}{5(k+1)}}{\left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda_1^2\right)^{\frac{1}{k-1}}}\right]\right\}^{1,8}. \qquad (3\text{-}23)$$

Рассмотренная методика легко обобщается на произвольные диффузоры с прямолинейной осью. В этом случае вместо формулы (3-18) получим следующее общее выражение:

$$\bar{\Delta}^*_2 = B_1 n^{0,2} (1 - \bar{\Delta}^*_2)^3 \frac{b_1}{b_2} \int_0^1 \left(\frac{\rho_2}{\rho_i}\right)^{1,8} \times$$

$$\times \left(\frac{F_2}{F_i}\right)^{2,8} \frac{\Pi_i}{\Pi_2} \cdot \frac{d\bar{x}}{\bar{x}^{0,2}\left[1 - \bar{\Delta}^*_2 f(\bar{x})\right]^{2,8}}. \qquad (3\text{-}24)$$

Здесь

$$B_1 = \frac{0,0288H}{\mathrm{Re}_{b1}^{0,2}} \left(\frac{L}{b_1}\right)^{0,8} \frac{b_2\Pi_2}{F_2};$$

L — длина канала по средней линии: b_1 и b_2 характерные размеры входного и выходного сечений; Π_i и Π_2 — текущий периметр и периметр канала в выходном сечении.

Результаты расчета по формуле (3-24) зависят от конкретного канала и в силу этого не могут быть получены заранее. Однако, выделив определенную группу однотипных диффузоров, нетрудно получить для них простые расчетные номограммы.

Для плоских диффузоров уравнение (3-24) значительно упрощается. В этом случае, приняв за характерные размеры h и H_1 (см. рис. 2-1,*а*), получим:

$$\bar{\Delta}^*_2 = B_1 (1 - \bar{\Delta}^*_2)^3 n^2 \int_0^1 \frac{d\bar{x}}{\left[1 + \bar{x}(n-1)\right]^{2,8} (1 - \bar{x}^{0,8}\bar{\Delta}^*_2)\bar{x}^{0,2}}, \qquad (3\text{-}25)$$

где

$$B_1 = \frac{0,0576H}{\mathrm{Re}_h^{0,2}} \left(\frac{L}{h}\right)^{0,8} \left(\frac{\rho_2}{\rho_i}\right)_{\bar{x}}^{1,8}. \qquad (3\text{-}26)$$

Рассматривая пирамидальный диффузор, изображенный на рис. 3-30, легко видеть, что в этом случае расчет значительно усложняется. Действительно, здесь отноше-

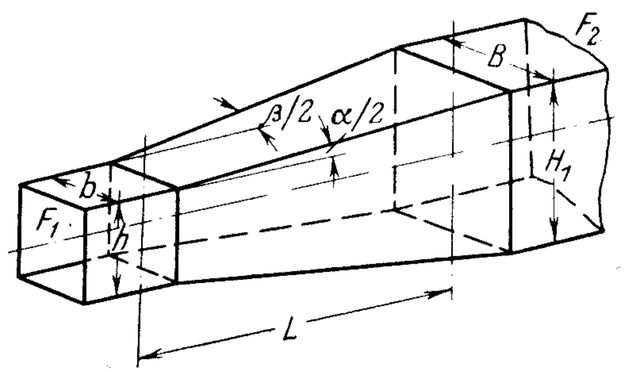


Рис. 3-30. Схема пирамидального диффузора.

ния площадей и периметров, входящих в формулу (3-24), выражаются следующим образом:

$$\frac{\Pi_i}{\Pi_2} = \frac{h\left[1 + \bar{x}\left(\frac{H_1}{h} - 1\right)\right] + b\left[1 + \bar{x}(B/b - 1)\right]}{H_1(1 + B/H_1)};$$

$$\frac{F_2}{F_i} = \frac{n}{\left[1 + \bar{x}\left(\frac{H_1}{h} - 1\right)\right]\left[1 + \bar{x}(B/b - 1)\right]}.$$

В результате расчет площади $\bar{\Delta}^*_2$ приходится вести не с одним параметром n, а с тремя добавочными величинами:

$$\frac{H_1}{h}, \quad \frac{B}{b} \text{ и } \frac{B}{H}.$$

Это обстоятельство затрудняет построение универсальных номограмм типа рассмотренных выше и приводит к необходимости определять $\bar{\Delta}^*_2$ методом последовательных приближений по уравнению (3-24).

3-5. Сравнение расчетных и экспериментальных данных

Рассмотренная методика расчета диффузоров по формулам (3-15) и (3-18) при использовании номограмм приложения по трудоемкости мало чем отличается от метода расчета по коэффициенту «смягчения» удара $\varphi_д$. Однако решающим является не вопрос трудоемкости, а точность конечного результата.

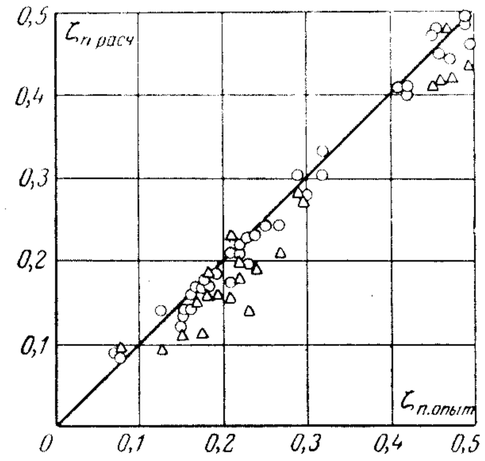


Рис. 3-31. Сравнение расчетных и опытных значений коэффициента $\zeta_п$.

О — расчет по номограммам приложения; △ — расчет по формуле (2-42а).

Используя опытные данные, приведенные в табл. П-1 приложения сравним их с теоретическими величинами, найденными как на основании характеристик пограничного слоя, так и на основании формулы (2-42а).

Для сравнения используем данные по коническим диффузорам с углами $\alpha<11°$ и ограничим максимальную степень расширения $n\leqslant 6$. Другими словами, выделим группу безотрывных диффузоров, так как только для них можно вести расчет потерь на основе номограмм.

Кроме того, для корректности использования кривой на рис. 2-12, связывающей коэффициент $\varphi_д$ с углом α, воспользуемся экспериментальными данными, полученными при малых скоростях на входе ($\lambda_1<0{,}4$) и близких числах Рейнольдса ($Re_1=(2\div 3)\cdot 10^5$). Отобранные по такому принципу 35 диффузоров помещены в первой части табл. П-1 и для них определены расчетные величины коэффициентов $\zeta_п$.

Результаты проведенного сравнения наглядно видны из рис. 3-31.

Отклонение нанесенных точек от биссектрисы координатного угла дает абсолютную величину расхождения между расчетами и опытом. Проведенное сравнение наглядно иллюстрирует преимущество рассмотренного

метода расчета для безотрывного течения. В этом случае абсолютное отклонение точек от биссектрисы не превышает 3% и максимальная относительная погрешность составляет 15%. В то же время использование коэффициента смягчения удара $\varphi_д$ увеличивает относительную погрешность до 25% и общее расположение точек заметно хуже, чем в случае расчета по характеристикам пограничного слоя.

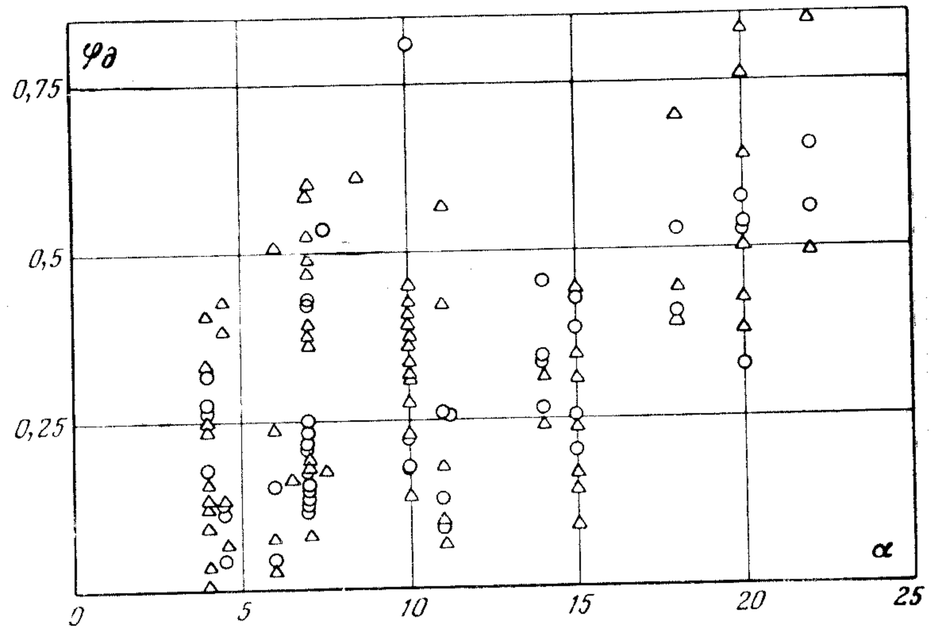


Рис. 3-32. Опытные значения коэффициента $\varphi_д$ в зависимости от угла α.

Кроме того, следует иметь в виду, что мы по существу исключили из рассмотрения режимные параметры — числа Маха и Рейнольдса. В противном случае погрешность расчета по коэффициенту $\varphi_д$ могла бы в несколько раз превысить абсолютное значение определяемой величины $\zeta_п$, так как зависимость $\varphi_д=f(\alpha)$ далеко не универсальна. Учитывая широкое распространение этой зависимости и использование ее для расчета характеристик всевозможных диффузоров, на рис. 3-32 приведены значения $\varphi_д$ в зависимости от угла α, полученные на основании опытных данных, собранных в приложении. Видно, что при одном и том же угле величина коэффициента $\varphi_д$ может изменяться в несколько раз в зоне малых углов и на 30—50% при $\alpha>15°$. Отсюда следует, что рассматриваемая зависимость (2-42а) мо-

жет быть использована для оценки порядка потерь при возникновении отрыва, но не решает проблемы в зоне малых углов ($\alpha<11°$), когда течение безотрывно. Здесь преимущество теоретических методов очевидно.

Учитывая значительное количество опытного материала, привлеченного для анализа, оценку потерь в конических диффузорах можно вести и непосредственно по экспериментальным зависимостям, изображенным на рис. 3-11, 3-14 и 3-24. В этом случае легко решается не только прямая, но и обратная задача: по заданному значению коэффициента $\zeta_п$ подобрать подходящие геометрические параметры конического диффузора. Например, полагая $\zeta_п=0{,}4$, из рис. 3-11,*а* найдем, что этому условию удовлетворяет ряд диффузоров с углами $\alpha=4\div18°$ и величиной $n=1{,}6\div2{,}8$.

Если по конструктивным соображениям требуется короткий диффузор, то наиболее подходящими параметрами будут $\alpha=15°$ и $n=2{,}0$. Если требуется обеспечить устойчивое течение на переменных режимах, то угол α целесообразно уменьшить и принять $\alpha=7°$ и $n=1{,}9$.

3-6. Отрывные течения в плоских и конических диффузорах

Визуальное исследование характера течения в диффузорах, проведенное в работах [Л. 88, 142, 143], показало, что отрыв потока от стенок канала происходит при определенном соотношении между углом раскрытия диффузора и степенью расширения (см. рис. 2-10).

Небольшое увеличение предельных значений $\alpha_{пр}$ и $n_{пр}$ вызывает вначале нестационарный отрыв. Возникающие в этом случае небольшие вихревые области легко сносятся потоком, не вызывая существенного падения экономичности диффузора. В дальнейшем, однако, с ростом угла α или степени расширения появляются более мощные вихревые образования, которые резко меняют структуру потока в выходном сечении диффузора. Эти изменения наиболее заметны в плоских диффузорах. Если при безотрывном течении линии тока направленного движения заполняют все выходное сечение диффузора, то при отрыве потока нулевая линия тока отходит от стенки диффузора, а в области между этой линией и стенкой устанавливается вихревое течение жидкости. В зоне отрыва может образоваться либо стационарный вихрь, опирающийся на боковые стенки канала, либо система вихрей[1] меньшей интенсивности, переносимых вместе с потоком. Схема такого течения представлена на рис. 3-33. Нулевая линия тока ABC в точке B отходит от стенки и отделяет зону вихревых течений от основного потока.

Таким образом, при возникновении отрыва сечение канала, пропускающее заданный расход жидкости, резко сокращается и в зоне, лежащей над линией отрыва, устанавливается течение, близкое к безградиентному. Естественно, что в связи с уменьшением эффективной выходной площади $F_{2эф}$ происходит увеличение коэффициента полных потерь и соответственно снижается коэффициент восстановления энергии.

[1] Здесь и далее под словом «вихрь» будем понимать чисто циркуляционное течение.

Теоретическое определение площади $F_{2эф}$ при возникновении отрыва связано в настоящее время с непреодолимыми трудностями. По этой причине для расчета потерь в отрывных диффузорах приходится использовать либо чисто опытные данные, либо полуэмпирические зависимости типа формулы (2-42а). Как уже отмечалось выше, точность оценки коэффициентов $\zeta_п$ и ζ в таком случае оказывается невысокой. При возникновении в зоне отрыва стационарного вихря примерно такая же точность может быть получена путем следующей грубой оценки эффективной степени расширения.

Примем, что в вихревой зоне CD (рис. 3-33) расходная составляющая скорости равна нулю, а в зоне CD_1 профиль скорости близок к равномерному. Тогда

$$n_{эф} = n\,(1 - CD/F_1 n)$$

и для определения коэффициента полных потерь при наличии стационарного вихря в плоском диффузоре получим:

$$\zeta_п = \frac{1}{n^2\,(1 - CD/F_1 n)^2}. \qquad (3\text{-}27)$$

Величина коэффициента $\zeta_п$, вычисленная на основании формулы (3-27), должна быть несколько ниже опытного значения, так как она получена в результате оценки эффективной степени расширения по значению средней скорости в зоне CD_1, а не скорости c_0, соответствующей располагаемому перепаду энтальпий в диффузоре. Эта неточность может быть скомпенсирована смещением линии раздела BC в сторону основного потока. Ясно, что такой способ расчета потерь в значительной степени произволен. Однако его можно рекомендовать для сравнительной оценки характеристик различных диффузоров, если использовать один и тот же прием нахождения нулевой линии тока ABC.

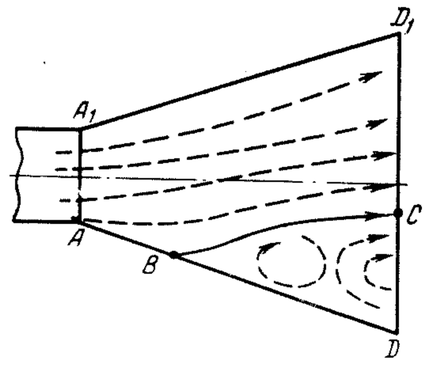


Рис. 3-33. Схема отрывного течения в плоском диффузоре.

Прежде чем принять какой-либо метод проведения линии ABC, выясним, в каких случаях возможно существование в плоском диффузоре стационарного вихря. С этой целью максимально упростим задачу и рассмотрим течение идеальной жидкости в плоскости комплексного переменного z от источника мощностью Q, помещенного в точке 0, и вихря с интенсивностью Г, находящегося в точке $z_п$ (рис. 3-34,*а*). Предположим, что область течения ограничена сектором BOB_1 с углом $\alpha=\pi/m$. Тогда расход жидкости в этой области

будет равен $Q/2m$, а координата центра вихря в полярных координатах определится соотношением

$$z_в = r_в \exp(i\alpha_в). \tag{3-28}$$

Отобразим указанную область на полосу шириной π. Как известно [Л. 64], такое отображение осуществляется с помощью функции

$$\omega = m \ln z. \tag{3-29}$$

Взаимная однозначность отображения (3-29) обеспечивается автоматически, если

$$0 < \arg z < \alpha. \tag{3-30}$$

При этом точка $z_в$ переходит в точку $\omega_в$, точка 0 — в бесконечность, а значения мощности источника и интенсивности вихря при конформных отображениях остаются без изменений.

Следовательно, от исходного случая мы переходим к задаче об обтекании вихря с интенсивностью Γ, помещенного внутри полосы шириной π, плоскопараллельным потоком со скоростью на бесконечности, равной:

$$c_\infty = u_\infty = \frac{Q}{2\pi m}. \tag{3-31}$$

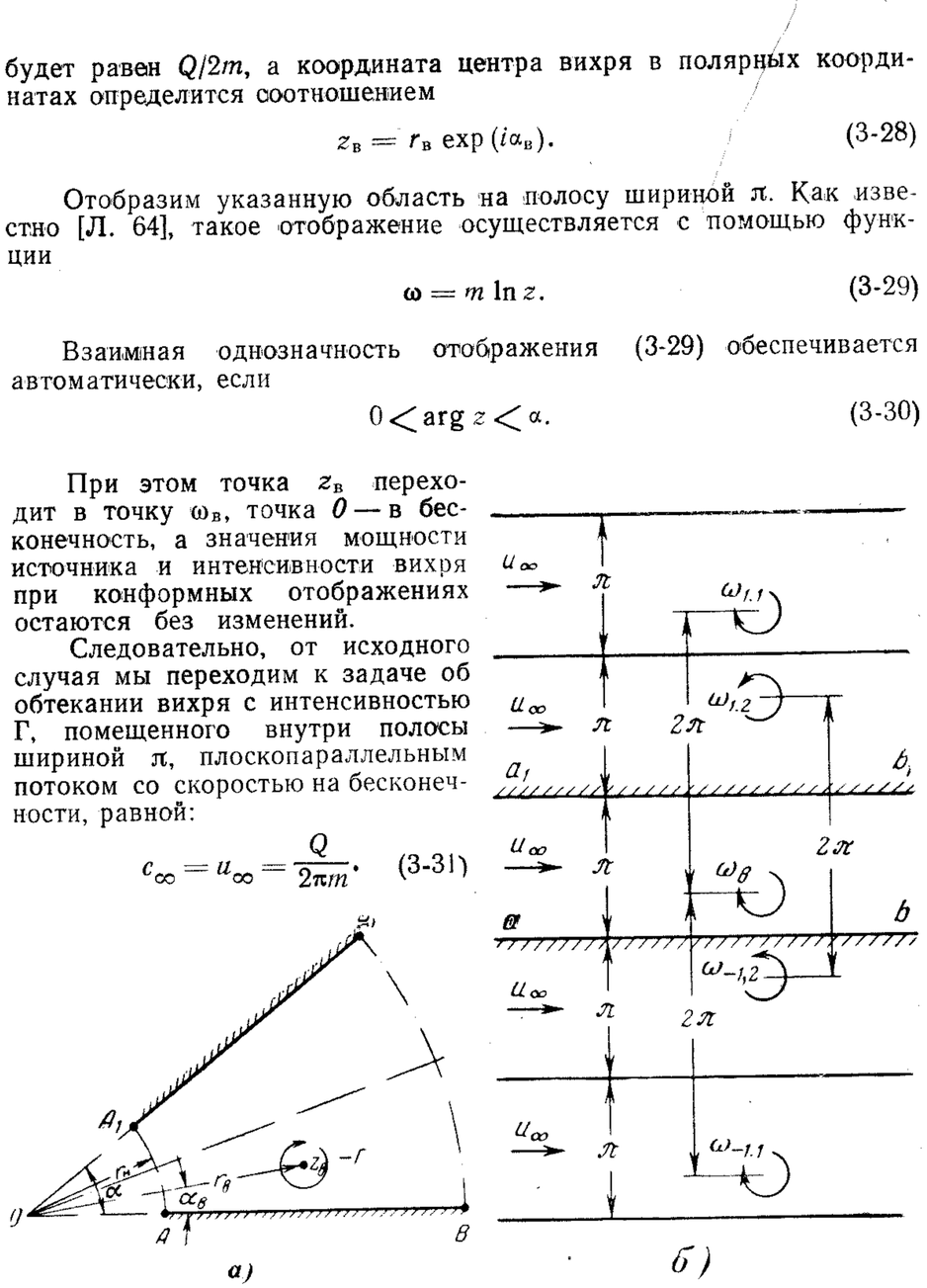


Рис. 3-34. Расчетная схема течения в диффузоре ($а$) и область течения в плоскости комплексного переменного ($б$).

В такой постановке задача близка к рассмотренной в [Л. 62]. Осуществим аналитическое продолжение выделенной области на всю плоскость, отображая ее бесконечное число раз относительно каждой стенки. Получим двойную вихревую цепочку, состоящую из равноотстоящих вихрей с противоположными интенсивностями Γ и $-\Gamma$ [Л. 62]. Пусть координаты первой системы вихрей будут ω_{k1} и ω_{-k1},

а второй ω_{k2} и ω_{-k2} (рис. 3-34,$б$). Эти величины легко выражаются через координаты вихря $\omega_в$ в заданной полосе:

$$\left.\begin{aligned} \omega_{k1} &= \omega_в + 2\pi ki; \\ \omega_{-k1} &= \omega_в - 2\pi ki; \\ \omega_{k2} &= -\omega_в + 2\pi ki; \\ \omega_{-k2} &= -\omega_в - 2\pi ki. \end{aligned}\right\} \tag{3-32}$$

С учетом сказанного комплексный потенциал от первой системы вихрей будет равен:

$$W_1 = \frac{-\Gamma}{2\pi i} \ln\left\{\frac{\omega - \omega_в}{2i} \prod\left[1 - \left(\frac{\omega - \omega_в}{2\pi ki}\right)^2\right]\right\} = \frac{-\Gamma}{2\pi i} \ln \sin \frac{\omega - \omega_в}{2i}. \tag{3-33}$$

Аналогичным образом для второй системы вихрей получим:

$$W_2 = \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln \sin \frac{\omega - \bar{\omega}_в}{2i}. \tag{3-34}$$

Наконец, комплексный потенциал плоскопараллельного течения представим в виде:

$$W_3 = u_\infty \omega \frac{Q}{2\pi m} \omega. \tag{3-35}$$

Таким образом, для сложного течения, вызванного двойной вихревой цепочкой и плоскопараллельным потоком, комплексный потенциал будет равен:

$$W = \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln \frac{\sin \dfrac{\omega - \bar{\omega}_в}{2i}}{\sin \dfrac{\omega - \omega_в}{2i}} + \frac{Q}{2\pi m} \omega. \tag{3-36}$$

Легко заметить, что давление и скорости по обе стороны линий, делящих плоскость на полосы шириной π одинаковы. Следовательно, каждую такую линию можно принять за ограничивающую стенку и выражение (3-36) дает комплексный потенциал для течения в безграничном канале с вихрем, находящимся в точке $\omega_в$.

Подставив в (3-36) значение ω из формулы (3-29), получим значение комплексного потенциала в плоскости z для течения в диффузоре с вихрем в точке $z_в$:

$$W = \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln \frac{\sin\left(\dfrac{m}{2i} \ln z/\bar{z}_в\right)}{\sin\left(\dfrac{m}{2i} \ln z/z_в\right)} + \frac{Q}{2\pi} \ln z. \tag{3-37}$$

Перейдем к полярным координатам по соотношению (3-28), тогда

$$W = \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln \frac{\sin \frac{m}{2i}}{\sin \frac{m}{2i}} \frac{[\ln r/r_в + i(\alpha + \alpha_в)]}{[\ln r/r_в + i(\alpha - \alpha_в)]} - \frac{Q}{2\pi}(\ln r - i\alpha). \qquad (3\text{-}38)$$

Для определения функции тока достаточно в выражении (3-38) выделить мнимую часть. С этой целью представим (3-38) в виде

$$W = \frac{\Gamma}{2\pi i} \ln \frac{\operatorname{sh}\left[\frac{m}{2}\ln r/r_в + \frac{im}{2}(\alpha + \alpha_в)\right]}{\operatorname{sh}\left[\frac{m}{2}\ln r/r_в + i\frac{m}{2}(\alpha - \alpha_в)\right]} + \frac{Q}{2\pi}(\ln r + i\alpha).$$

Отсюда

$$\psi = -\frac{\Gamma}{2\pi}\ln\left|\frac{\operatorname{sh}\left[\frac{m}{2}\ln r/r_в + \frac{im}{2}(\alpha + \alpha_в)\right]}{\operatorname{sh}\left[\frac{m}{2}\ln r/r_в + \frac{im}{2}(\alpha - \alpha_в)\right]}\right| + \frac{Q\alpha}{2\pi},$$

или

$$\psi = -\frac{\Gamma}{4\pi}\ln\frac{\left(\frac{r}{r_в}\right)^m + \left(\frac{r}{r_в}\right)^{-m} + 4\sin^2\frac{m}{2}(\alpha + \alpha_в) - 2}{\left(\frac{r}{r_в}\right)^m + \left(\frac{r}{r_в}\right)^{-m} + 4\sin^2\frac{m}{2}(\alpha - \alpha_в) - 2} + \frac{Q\alpha}{2\pi}. \qquad (3\text{-}39)$$

Для получения конкретной линии тока в выражении (3-39) положим:

$$\psi = \psi_0 = \frac{Q\alpha_0}{2\pi m} = \text{const}. \qquad (3\text{-}40)$$

В результате получим:

$$\frac{\left(\frac{r}{r_в}\right)^m + \left(\frac{r}{r_в}\right)^{-m} = \left\{\exp 2\frac{Q}{\Gamma}(\alpha - \alpha_0) \times\right.}{\left[1 - \exp 2\frac{Q}{\Gamma}(\alpha - \alpha_в)\right]} \cdots\rightarrow$$

$$\leftarrow\cdots \left.\frac{\times\left[4\sin^2\frac{m}{2}(\alpha - \alpha_в) - 2\right] - 4\sin^2\frac{m}{2}(\alpha + \alpha_в) + 2\right\}}{}.$$

Правая часть уравнения является функцией угла α и трех параметров: Q/Γ, α_0 и $\alpha_в$, т. е.

$$\psi\left(\alpha; \frac{Q}{\Gamma}; \alpha_0; \alpha_в\right) = \frac{\exp\left[2\frac{Q}{\Gamma}(\alpha - \alpha_0)\right] 4\sin^2\frac{m}{2}(\alpha - \alpha_в) - 4\sin^2\frac{m}{2}(\alpha + \alpha_в)}{1 - \exp[2Q/\Gamma(\alpha - \alpha_0)]} + 2. \qquad (3\text{-}41)$$

В результате для определения нулевой линии тока получим уравнение

$$\left(\frac{r}{r_в}\right)^{2m} - \psi(\alpha)\left(\frac{r}{r_в}\right)^m + 1 = 0,$$

решение которого даст:

$$\left(\frac{r}{r_в}\right)^m = \left[\frac{\psi(\alpha)}{2} \pm \sqrt{\frac{\psi^2(\alpha)}{4} - 1}\right]. \qquad (3\text{-}42)$$

Если центр вихря располагается на луче $\arg z = \alpha_в$, то, как показывают расчеты, можно считать, что вся «вихревая атмосфера»[1] расположена в угле определяемом неравенством

$$0 < \arg z < 2{,}1\alpha_в. \qquad (3\text{-}43)$$

Поскольку точки «вихревой атмосферы» принадлежат нулевой линии тока, примем, что касательная к контуру «вихревой атмосферы» имеет длину порядка $r_в$, т. е. $r/r_в = 1$. Тогда из (2-42) следует, что

$$\psi(\alpha) = 2. \qquad (3\text{-}44)$$

Для выполнения этого равенства в уравнении (3-41) необходимо положить:

$$\alpha_0 = 0;$$
$$\alpha = 2{,}1\alpha_в.$$

В результате условие (3-44) примет вид:

$$\exp 2{,}1\frac{Q}{\Gamma}\alpha_в = \frac{\sin(1{,}55m\alpha_в)}{\sin(0{,}55m\alpha_в)}. \qquad (3\text{-}45)$$

Его решение для заданной величины Q/Γ дает возможность определить луч, вдоль которого происходит перемещение центра вихря. Графическое решение этого уравнения для различных значений Q/Γ показывает, что с уменьшением интенсивности вихря Γ и увеличением расхода Q луч $\arg z = \alpha_в$ приближается к действительной оси, т. е. у «вихревой атмосферы» резко уменьшаются размеры.

[1] Здесь и далее под «вихревой атмосферой» будем понимать замкнутую линию, ограничивающую оба смежных вихря.

В эту же сторону влияет и уменьшение угла раскрытия диффузора, характеризуемого параметром m.

Полученные соотношения позволяют определить скорость, с которой центр вихря будет сноситься потоком вниз по течению. Для этого достаточно продифференцировать выражение (3-36) по переменной ω и положить $\omega=\omega_в$. Тогда величина комплексной скорости будет равна:

$$u_в - iv_в = \left[-\frac{\Gamma}{4\pi} \operatorname{ctg} \frac{\omega_в - \bar{\omega}_в}{2i} + \frac{Q}{2\pi m} \right] \frac{d\omega}{dz}. \qquad (3\text{-}46)$$

Поскольку разность $\frac{\omega_в - \bar{\omega}_в}{2i}$ является действительным числом, из (3-46) получим:

$$u_в = \frac{Q}{2\pi m} - \frac{\Gamma}{4\pi} \operatorname{ctg} \frac{\omega - \bar{\omega}_в}{2i}; \quad v_в = 0. \qquad (3\text{-}46а)$$

В частном случае $Q=0$ решение (3-46а) совпадает с результатом, полученным Н. Е. Кочиным, А. И. Кибелем и Н. В. Розе [Л. 62].

Заменяя $\omega_в$ по уравнению (3-29) и перейдя к полярным координатам, найдем скорость движения центра вихря в диффузоре:

$$u_r = \frac{Q}{2\pi r} - \frac{\Gamma m}{4\pi r} \operatorname{ctg} m\alpha_в. \qquad (3\text{-}47)$$

Отсюда видно, что скорость движения вихря существенно зависит от величины циркуляции Γ и расхода Q при некотором соотношении между этими величинами $u_r=0$. Этот случай соответствует неподвижному, стационарному вихрю внутри диффузора, и из (3-47) следует простое условие его существования:

$$\frac{Q}{\Gamma} = \frac{m}{2} \operatorname{ctg} m\alpha_в. \qquad (3\text{-}48)$$

При выполнении равенства (3-48) получим из (3-45) значение аргумента $\alpha_в$, соответствующего лучу, на котором должен располагаться центр стационарного вихря. Для этого случая уравнение (3-45) принимает вид:

$$\exp\left[1{,}05 \frac{m\alpha_в}{\operatorname{tg} m\alpha_в} \right] = \frac{\sin 1{,}55 m\alpha_в}{\sin 0{,}55 m\alpha_в}. \qquad (3\text{-}49)$$

Отсюда для угла $\alpha_в$ получим:

$$\alpha_в = \frac{0{,}475}{m}. \qquad (3\text{-}50)$$

Следовательно, центр стационарного вихря должен располагаться на луче (3-50), а отношение мощности источника к интенсивности вихря Γ определяется равенством

$$\frac{Q}{\Gamma} = 0{,}975m. \qquad (3\text{-}51)$$

Если $Q/\Gamma>0{,}975m$, то вихрь будет сноситься вниз по потоку. При $Q/\Gamma<0{,}975m$ вихрь будет двигаться против течения. Скорость движения вихря может быть найдена из выражения (3-47).

С учетом (3-50) и (3-52) уравнение (3-41) значительно упрощается и зависит только от параметра α_0:

$$\psi(\alpha, \alpha_0) = 4 \frac{\exp[1{,}95m(\alpha - \alpha_0)] \sin^2[0{,}5m\alpha - 0{,}237]}{1 - \exp[1{,}95m(\alpha - \alpha_0)]} - \frac{\sin^2[0{,}5m\alpha + 0{,}237]}{1 - \exp[1{,}95m(\alpha - \alpha_0)]} + 2. \qquad (3\text{-}52)$$

Приведем в качестве примера расчет линий тока в плоском диффузоре при $m=8$. Принятому значению m соответствует диффузор с углом раскрытия $\alpha=22°31'$. Для построения картины течения в диффузоре по результатам расчета необходимо определить величину радиуса $r_в$ от центра вихря. Приняв, что точка разветвления нулевой линии тока является точкой отрыва потока от стенки, получим для рассматриваемого диффузора:

$$r_в = 1{,}11 r_{отр}.$$

Наибольшие трудности возникают обычно при определении координаты точки отрыва. Как уже отмечалось выше, ни один из известных критериев отрыва, основанный на результатах расчета пограничного слоя, не дает достаточной точности при определении указанной координаты. В этом направлении некоторую помощь могут оказать чисто статистические данные. Так, в [Л. 167] приведен обширный статистический материал о возникновении отрыва в компрессорных решетках. Оказалось, что почти во всех случаях отрыв потока от стенок наступал при уменьшении максимальной скорости в канале примерно в 2 раза, что для несжимаемой жидкости соответствует эффективной степени расширения $n_{эфs}=2$. Интересно отметить, что эта величина в зоне турбулентного течения оказалась не зависящей от числа Рейнольдса. Аналогичные результаты были получены и в МЭИ при испытаниях конических диффузоров.

На рис. 3-7 приведены предельные величины эффективных степеней расширения, определенных по скорости c_0, соответствующей располагаемому перепаду энтальпий в диффузоре, в зависимости от входной безразмерной скорости λ_1 при различных числах Re_1 для большой серии конических диффузоров.

Полученные экспериментальные данные свидетельствуют, что на величину $n_{эфs}$ значительное влияние оказывает сжимаемость газа. С увеличением скорости от $\lambda_1=0{,}3$ до $\lambda_1=1$ $n_{эфs}$ уменьшается с 2,4 до 2,0.

Влияние угла раскрытия диффузора α отмечается только при малых скоростях. Здесь, как и следовало ожидать, с увеличением угла с 10 до 20° $n_{эфs}$ падает с 2,5 до 2,3. При $\lambda_1>0{,}7$ для всех диффузоров, испытанных как на воздухе, так и на паре, $n_{эфs}=2$.

Уменьшение влияния угла раскрытия на предельную эффективную степень расширения диффузора с ростом входной скорости связано с особенностью течения потока вблизи резко меняющейся кривизны на входном участке диффузора. При рассмотрении этого вопроса указывалось, что вблизи угловой точки происходит резкое увеличение градиентов давления, зависящее как от угла раскрытия,

так и от скорости потока. Если при малых скоростях решающее значение имеет угол, то с ростом скорости отмеченное местное увеличение в основном определяется скоростью λ_1.

Использование величины предельной эффективной степени расширения наряду с известными критериями отрыва позволяет приблизиться к решению вопроса о точке отрыва пограничного слоя.

Поскольку в данном случае рассматривается течение не в коническом, а в плоском диффузоре, примем на основании [Л. 167] $n_{эфф}=F_{отр}/F_1=2{,}0$, где $F_{отр}$ — площадь сечения диффузора в точке отрыва B.

Поскольку в плоском диффузоре

$$F_1 = 2r_н \sin \pi/2m;$$
$$F_{отр} = 2r_{отр} \sin \pi/2m,$$

то $r_{отр}=2r_н$, где $r_н$ — радиус входного сечения диффузора (см. рис. 3-34,*а*). Отсюда

$$r_в = 2{,}22r_н. \qquad (3\text{-}53)$$

Картина течения идеальной жидкости в плоском диффузоре при наличии в нем стационарного вихря, расположенного в точке с координатами $\alpha_в$ и $r_в$, определяемыми равенствами (3-50) и (3-53), представлена на рис. 3-35. Из спектра линий тока отчетливо видно,

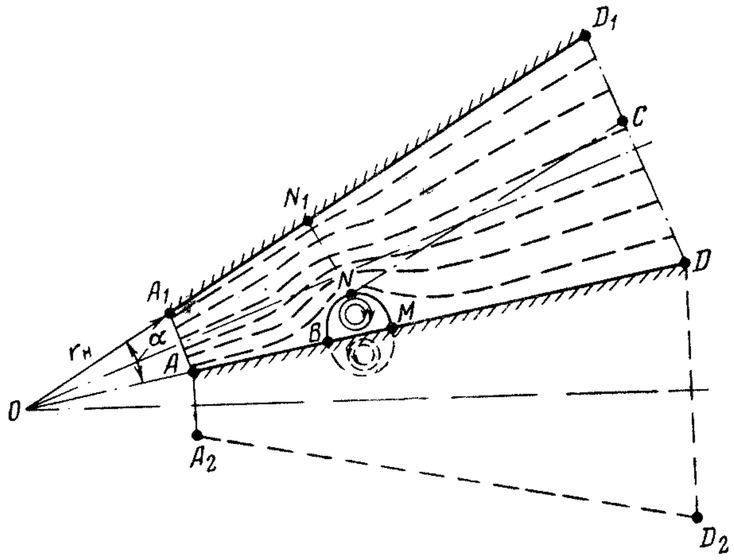


Рис. 3-35. Расчетные линии тока в плоском диффузоре ($\alpha=22°31'$).

что наличие в диффузоре стационарного вихря равносильно появлению внутри канала некоторого твердого контура, очерченного линией BNM, совпадающей с «вихревой атмосферой» вихря.

Сравнивая приведенную картину течения идеальной жидкости с реальными спектрами течения при наличии отрыва (см. рис. 3-1,*а*), можно отметить качественное совпадение линий тока идеального и реального течений.

Таким образом, появление в потоке стационарного вихря приводит к заметному уменьшению эффективного сечения канала. При равномерном поле скоростей эффективное сечение его в зоне расположения вихря определяется отрезком NN_1.

Считая, что за участком NN_1 в зоне взаимодействия вихря с поступательным потоком восстановления энергии не происходит, получим вместо формулы (3-27) следующее выражение:

$$\zeta_п = \frac{1}{n^2\left(1-\frac{NN_1}{F_1N}\right)^2} = \frac{F_1^2}{NN_1^2}$$

Поскольку

$$NN_1 = 2r_в \sin\frac{\pi}{2m}\left(1-\frac{\sin 0{,}95/2m}{\sin \pi/2m}\right),$$

то с учетом (3-53)

$$\zeta_п = 0{,}81\frac{F_1^2}{F_{отр}^2}\cdot\frac{1}{\left(1-\frac{\sin 0{,}95/2m}{\sin \pi/2m}\right)^2}. \qquad (3\text{-}54)$$

Коэффициент полных потерь, вычисленный по формуле (3-54), для рассматриваемого случая оказывается равным 0,43. Это значение потерь является, видимо, минимальным, так как при выборе формулы (3-54) за эффективную площадь принята площадь NN_1 в сечении отрыва. С ростом степени расширения при постоянном угле раскрытия эффективная площадь в выходном сечении будет уменьшаться по сравнению с площадью NN_1, что может привести к увеличению полных потерь.

Сказанное хорошо подтверждается опытными данными, приведенными на рис. 3-11,*а*. Здесь минимальные потери для угла $\alpha=22°$ составляют около 0,41 при $n=4$, что практически совпадает с расчетным значением величины $\zeta_п$. Далее $\zeta_п$ несколько увеличивается с ростом степени расширения n.

Выведенные формулы для расчета потерь в плоских отрывных диффузорах являются весьма приближенными, и их следует рассматривать только как один из возможных путей решения этой сложной задачи. Вместе с тем полученные результаты интересны с физической стороны, так как позволяют объяснить рассмотренную выше причину снижения потерь в каналах, где различными мерами удается разбить основной вихрь на ряд вихрей меньшей интенсивности. Действительно, по формуле (3-48) для существования в канале стационарного вихря необходимо, чтобы между интенсивностью вихря и расходом существовало вполне определенное соотношение. При нарушении этого отношения, в частности при уменьшении величины циркуляции, вихрь начинает сноситься потоком вниз по течению.

Указанное движение вихрей является одним из условий снижения потерь в каналах, работающих с отрывом пограничного слоя, так как при этом «неподвижная преграда» в виде «вихревой атмосферы» заменяется меньшими по размерам и движущимися вместе с потоком «твердыми» контурами, поэтому исчезают «затененные области» и по всему выходному сечению канала устанавливается среднерасходная скорость.

Однако появление в потоке движущихся вихревых областей приводит к появлению довольно сильных пульсаций. Последнее объясняется тем, что прохождение вихря через канал эквивалентно движению в канале некоторого твердого контура и при выходе вихря из канала его сопротивление резко падает из-за увеличения эффективного проходного сечения. Образование следующего вихря снова приводит к сужению эффективного сечения. В результате устанавливается пульсационное течение с частотой, зависящей от скорости движения вихрей.

Низкочастотные пульсации имеют место при малых скоростях движения вихря, т. е. при значительной величине циркуляции Г. Наоборот, высокочастотные пульсации возникают при сильном дроблении основного вихря. Понятно, что в последнем случае потери в канале падают более интенсивно, так как с уменьшением интенсивности вихря его скорость приближается к скорости основного потока и все сечение заполняется протекающей жидкостью. В этом отношении характерны опыты, имеющие целью уменьшение сопротивления диффузоров с помощью сеток, помещенных внутри канала [Л. 54]. Наличие таких добавочных сопротивлений в диффузорах позволяет в ряде случаев снизить их общее сопротивление; при этом основной вихрь дробится на ряд мелких вихрей и по всему сечению устанавливается среднерасходная скорость. Если сопротивление сетки меньше сопротивления, вызванного «затенением» канала стационарным вихрем, то общие потери диффузора падают. Аналогичным образом можно объяснить и снижение потерь в ребристых диффузорах [Л. 46], где поперечные канавки вызывают микроотрывы потока с образованием вихрей малой интенсивности, которые легко сносятся потоком, не нарушая общей картины течения.

Полученные результаты с качественной стороны справедливы и для осесимметричных диффузоров. Однако количественные оценки в этом случае оказываются иными: в осесимметричном диффузоре в большинстве случаев возникают локальные отрывы, а образование замкнутых вихревых колец наблюдается крайне редко.

3-7. Методика расчета потерь при внезапном расширении потока

Внезапное расширение потока, т. е. течение при резком изменении проходной площади, часто встречается в различных технических задачах[1]. К решению этой же задачи сводится методика расчета потерь в конических диффузорах при углах раскрытия $\alpha > 30°$, когда рекомендуется переходить на внезапное расширение [Л. 34].

В большинстве случаев для оценки потерь при внезапном расширении авторы [Л. 34, 54] в той или иной форме используют формулу Борда — Карно

$$\zeta = \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2, \qquad (3\text{-}55)$$

где $n = F'_2/F_1$ — отношение соответствующих площадей.

Простой анализ показывает, что механическое использование формулы (3-55) для ряда задач может привести к ощутимым погрешностям. В связи с этим укажем на предпосылки и ограничения, положенные в основу вывода формулы (3-55). Рассмотрим течение в цилиндрическом канале радиусом r_0 (рис. 3-36) и соединенным в сечении $I—I$ с трубой радиусом r_2'. При таком переходе в потоке

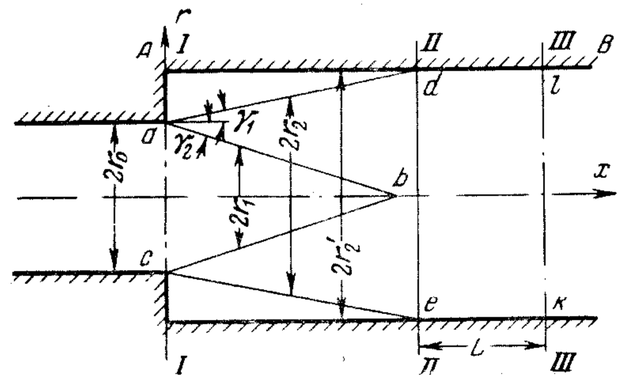


Рис. 3-36. Схема течения при внезапном расширении.

можно выделить две характерные зоны — зону свободной струи *adec* и зону выравнивания *dekl*.

На рассматриваемом участке обычно принимают, что давление изменяется только вдоль оси канала и не зависит от поперечной координаты r. В то же время скорости изменяются как поперек, так и вдоль оси x. При этом в свободной струе существуют потенциальное ядро *abc*, в пределах которого продольная скорость c_1 зависит только от координаты x, и зона, где скорости в поперечном направлении изменяются от значения в потенциальном ядре c_1, до нуля на границе струи. В известном смысле эту зону можно назвать зоной пограничного слоя, имея в виду, конечно, условность такого определения.

Из схемы течения, представленной на рис. 3-36, следует, что вдоль оси x происходит резкое сужение потенциального ядра и расширение струи.

Для вычисления потерь между сечениями $I—I$ и $III—III$ в этих сечениях записывают уравнения энергии и количества движения, совместное решение которых приводит к следующему соотношению [Л. 54]:

$$\zeta = \frac{2M_2 - N_2}{n'^2} + N_1 - \frac{2M_1}{n'}. \qquad (3\text{-}56)$$

Коэффициенты количества движения M_1 и M_2, а также коэффициенты кинетической энергии N_1 и N_2 определяются профилями ско-

[1] В турбостроении к задачам о внезапном расширении сводятся расчет потерь при наличи перекрыши на входе в рабочую решетку и в сопловой аппарат, расчет потерь за регулирующими клапанами и в поворотной диафрагме при частичных нагрузках, расчет кромочных потерь и т. п.

рости в рассматриваемых сечениях и вычисляются по формулам

$$M_1 = \frac{1}{F_1}\int_{F_1}\left(\frac{c}{c_{\text{ср}}}\right)^2 dF; \quad M_2 = \frac{1}{F'_2}\int_{F_2}\left(\frac{c}{c_{\text{ср}}}\right)^2 dF;$$

$$N_1 = \frac{1}{F_1}\int_{F_1}\left(\frac{c}{c_{\text{ср}}}\right)^3 dF.$$

Поскольку предполагается, что в сечении *III—III* поток выровнялся и имеет турбулентный профиль скорости, для которого $N_2 \approx M_2 \approx 1$, для расчетов рекомендуется более простое соотношение:

$$\zeta = \frac{1}{n'^2} + N_1 - \frac{2M_1}{n'}. \qquad (3\text{-}57)$$

Если допустить, что и в сечении *I—I* имеет место равномерное поле скоростей, то $N_1 = M_1 = 1$ и формула (3-57) переходит в широко используемое соотношение (3-55).

Однако расчеты по формуле (3-56) дают основание думать, что она сильно преуменьшает потери при неравномерном выходном поле и малой степени расширения. Действительно, определим потери в сечении *III—III* (рис. 3-36), где профиль скорости принял типичную форму, характерную для развитого турбулентного течения, при равномерном поле перед внезапным расширением и $n' = 1{,}2$.

Для степенного профиля скорости, начиная с показателя $m = 1/7$, коэффициенты соответственно равны $M_2 = 1{,}015$ и $N_2 = 1{,}043$, т. е. в самом деле весьма близки к единице. Но в данном случае результат оказывается совершенно другим, если допустить $M_2 = N_2 = 1$.

Вычислив потери для $M_2 = N_2 = 1$, найдем: $\zeta = 0{,}0143$. Если же принять действительные величины M_2 и N_2, то получим $\zeta = -0{,}0137$.

Отмеченная особенность соотношения (3-56) связана частично с тем, что при его выводе в уравнении количества движения, записанном для сечений *I—I* и *III—III*, не учитывается импульс сил трения на участке L. В связи с этим формула (3-56) и дает существенно меньшие потери, а при малых степенях расширения n потери вообще становятся отрицательными. Частный же вид формулы (3-55) неприемлем как в зоне свободной струи, так и вне участка выравнивания, ибо в первой зоне коэффициенты M_2 и N_2 отличаются от единицы, а во второй не учитываются силы трения на ограничивающих стенках.

Поскольку длина зоны выравнивания *II—III* имеет порядок $(10 \div 20) r'_2$, ошибка и при больших n может быть заметной. В самом деле, если ввести в уравнение количества движения импульс сил трения и принять поле скоростей в сечении *I—I* равномерным, то в сечении *III—III* для определения потерь, связанных с внезапным расширением, получим следующее выражение:

$$\zeta = \left(1 - \frac{1}{n'}\right)^2 + \frac{16L}{D'_2}\cdot\frac{C_{f\text{ср}}}{n'^2} \qquad (3\text{-}58)$$

Здесь $C_{f\text{ср}} = \dfrac{0{,}022}{\text{Re}_{D_2}^{0{,}25}}$ — средний коэффициент сопротивления на участке выравнивания L.

Оценив значение добавочного члена в формуле (3-58) при $L/D_2 = 10$ и числе $\text{Re}_{D2} = 10^5$, получим, что для степени расширения $n = 2$ поправка составляет 9%, или по отношению к первому члену 36%. Таким образом, при вычислении потерь в трубопроводах с внезапным изменением площади проходного сечения правильнее пользоваться формулой (3-58), а не (3-55). В этой же связи следует указать, что для прямоугольных каналов с расширением площади только в одной плоскости формулой типа (3-56) пользоваться, по-видимому, вообще нельзя, так как в этом случае импульс сил трения на боковых стенках оказывается одного порядка с импульсом сил давления и учет этих сил оказывается затрудненным.

Кроме того, внезапное расширение сечения в одной плоскости существенно меняет всю картину течения. В этом случае при переходе к широкому сечению граничные участки струи теряют устойчивость и сворачиваются в вихревые шнуры, образуя вдоль канала устойчивые вихревые области, индуцирующие добавочные скорости в основной струе. Картина течения оказывается сложной, и зона выравнивания затягивается далеко по потоку.

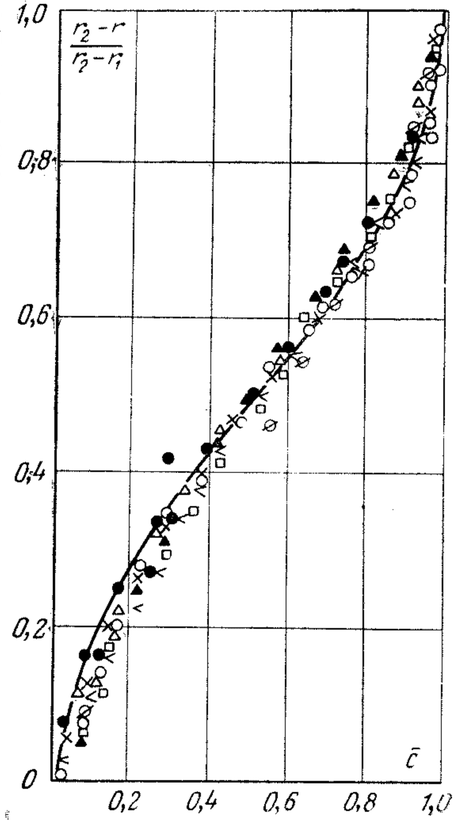


Рис. 3-37. Профиль скорости в струе при внезапном расширении.

Рассмотренные случаи использования формулы (3-55) относятся к длинным каналам, где участок L велик и профиль скорости принимает характерную для турбулентного течения форму. Для коротких каналов, где выходное сечение в лучшем случае располагается в сечении *II—II*, выравнивания поля скоростей не происходит и для оценки потерь необходимо знать форму профиля скорости на свободном участке струи. С этой целью аппроксимируем профиль скорости следующим полиномом:

$$c = a_0 + a_1 r + a_2 r^2 + a_3 r^3. \qquad (3\text{-}59)$$

Коэффициенты a_0, a_1, a_2 и a_3 вычислим из следующих очевидных граничных условий:

при $r = r_2$

$$1)\ c = 0;\ 2)\ \frac{\partial c}{\partial r} = 0;$$

при $r = r_1$

$$3)\ c = c_{макс};\ 4)\ \frac{\partial c}{\partial r} = 0. \qquad (3\text{-}60)$$

Тогда получим:

$$\frac{c}{c_{макс}} = 3\left(\frac{r_2 - r}{r_2 - r_1}\right)^2 - 2\left(\frac{r_2 - r}{r_2 - r_1}\right)^3. \qquad (3\text{-}61)$$

Здесь: r_1 — радиус потенциального ядра; r — текущий радиус в данном сечении (рис. 3-36).

Профиль скорости, построенный по выражению (3-61), представлен на рис. 3-37 сплошной кривой. Здесь же нанесены экспериментальные данные, снятые на различных расстояниях от входного сечения *I—I* при различных перепадах давлений. Расчетный профиль скорости удовлетворительно совпадает с экспериментальными результатами на границе ядра струи и несколько отклоняется от опытных точек во внешней части, что объясняется подсосом потока в пространстве между свободной струей и стенкой *AB*. В результате второе условие в соотношениях (3-60) выполняется приближенно. Однако в целом можно считать, что уравнение (3-61) правильно описывает профиль скорости при внезапном расширении и может быть использовано для определения площади вытеснения δ^* и площади потери энергии δ^{***} в произвольном сечении свободной струи. Соответствующие выкладки приводят к следующим зависимостям:

$$\overline{\delta^*} = \frac{1}{F_2}\int_0^{F_2}\left(1 - \frac{c}{c_{макс}}\right)dF = 0{,}7\,(1 - b^2) - b\,(1 - b);\ (3\text{-}62)$$

$$\overline{\delta^{***}} = \frac{1}{F_2}\int_0^{F_2}\frac{c}{c_{макс}}\left(1 - \frac{c^2}{c_{макс}^2}\right)dF = 0{,}2\,(1 - b^2) + 0{,}36\,(1 - b)\,b, \qquad (3\text{-}63)$$

где $b = r_1/r_2$ — параметр, зависящий от сечения струи.

Аналогичные выражения могут быть получены, если в качестве профиля скорости принять [Л. 111]

$$\frac{c}{c_{макс}} = \left[1 - \left(\frac{\bar{r} - b}{1 - b}\right)^{3/2}\right]^2. \qquad (3\text{-}64)$$

Расхождение в интегральных площадях $\overline{\delta^*}$ и $\overline{\delta^{***}}$, вычисленных на основе профилей (3-61) и (3-64), невелико и при $b = 0$ составляет 4%.

Значения относительных площадей вытеснения и потери энергии в зависимости от параметра b приведены на рис. 3-38. С уменьшением b от единицы до нуля $\overline{\delta^*}$ монотонно увеличивается, а $\overline{\delta^{***}}$

достигает максимального значения при $b = 0{,}38$. Поскольку вдоль струи отношение r_1/r_2 падает, приведенные на рис. 3-38 кривые определяют законы изменения площади вытеснения и площади потери энергии в зоне *adec* (см. рис. 3-36).

Если принять границу струи прямолинейной, то легко будет связать величину b со степенью расширения:

$$b = \left[\frac{1}{\sqrt{n}}\left(\frac{\operatorname{tg}\gamma_1}{\operatorname{tg}\gamma_2} + 1\right) - 1\right]\frac{\operatorname{tg}\gamma_2}{\operatorname{tg}\gamma_1},$$

где $n = \left(\frac{r_2}{r_0}\right)^2 = \left(1 + \frac{x}{r_0}\operatorname{tg}\gamma_1\right)^2$; γ_1 и γ_2 — внешний и внутренний углы прямых, ограничивающих зону влияния вязкости на участке свободной струи.

В сечении *II—II* $n' = n$; обозначив отношение $\operatorname{tg}\gamma_1/\operatorname{tg}\gamma_2$ через d, получим:

$$b = \left(\frac{d + 1}{\sqrt{n}} - 1\right)\frac{1}{d}. \qquad (3\text{-}65)$$

При изменении степени расширения соотношение между углами γ_1 и γ_2 не остается постоянным, т. е. величина d является также функцией степени расширения. Вначале величина d растет с ростом n и достигает максимального значения, равного 2—2,2, при $n = 2$, затем она падает и при $n \approx 4$ приближается к единице. По опытам, проведенным В. В. Эттом, эта зависимость может быть аппроксимирована следующим соотношением:

$$d = \frac{1}{2}n\,(5 - n) - 1. \qquad (3\text{-}66)$$

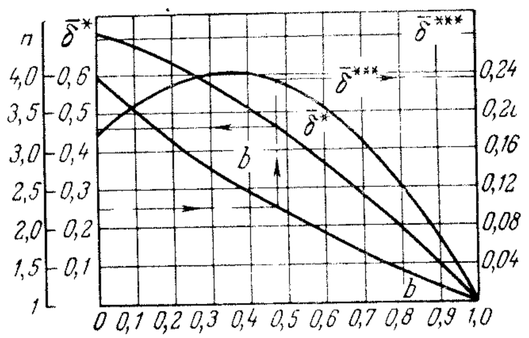


Рис. 3-38. Изменение интегральных площадей $\overline{\delta^*}$ и $\overline{\delta^{***}}$ вдоль струи при внезапном расширении.

Отмеченное изменение параметра d связано с тем, что вначале рост степени расширения приводит к резкому увеличению разрежения непосредственно в области изменения проходного сечения. В результате внешняя граница струи отклоняется на больший угол γ_1, а внутренний угол γ_2 несколько уменьшается. Для больших значений n ($n > 2$) разрежение падает, а свободная граница струи заметно удлиняется и углы γ_1 и γ_2 становятся примерно одинаковыми.

Конкретные значения рассматриваемых углов приводятся ниже. Следует отметить, что соотношения (3-62), (3-63), (3-65) и (3-66) позволяют полностью решить задачу оценки внутренних и полных потерь при внезапном расширении вблизи сечения *II—II* (см. рис. 3-36), когда струя полностью заполняет рассматриваемый ка-

нал. С этой целью достаточно воспользоваться формулами (2-29) и (2-36)

$$\zeta = \frac{\overline{\delta}^{***}}{n^2 (1 - \overline{\delta}^{*})^3}; \text{ и } \zeta_{\text{п}} = \frac{1}{n^2 (1 - \overline{\delta}^{*})^3},$$

подставив в них для заданного значения n площадь вытеснения $\overline{\delta}^{*}$ и площадь потери энергии $\overline{\delta}^{***}$, определяемые формулами (3-62), (3-63), (3-65) и (3-66).

Для облегчения указанных расчетов на рис. 3-38 нанесена зависимость $b=f(n)$, позволяющая сразу находить искомые характеристики для заданной степени расширения. Порядок использования номограммы на рис. 3-38 указан штрих-пунктирной линией и не нуждается в дополнительных пояснениях.

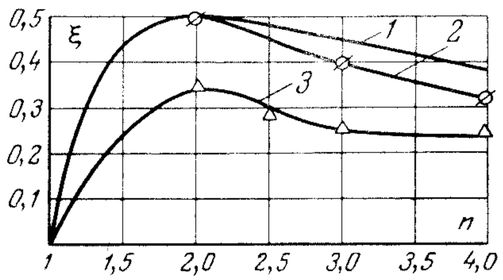


Рис. 3-39. Зависимость коэффициента восстановления энергии ξ от степени расширения при внезапном расширении.

1 — расчет при помощи формулы (3-55); *2* — экспериментальная зависимость; *3* — расчет по формуле (2-29) с использованием номограмм на рис. 3-38; △ — опытные величины при смыкании струи со стенкой.

На рис. 3-39 приведены расчетные и опытные значения коэффициента восстановления энергии ξ для различных степеней расширения n. Использование для определения этой величины формулы (3-55) приводит к зависимости, изображенной кривой *1*. Вначале увеличение степени расширения вызывает интенсивное возрастание коэффициента ξ и для $n=2$ он достигает своего максимального значения $\xi=0{,}5$. Дальнейшее увеличение параметра n положительного эффекта не дает, и преобразование кинетической энергии потока в потенциальную происходит с повышенными потерями (при $n=4$ $\xi=0{,}385$).

На рис. 3-39 приведены экспериментальные значения коэффициента восстановления энергии, полученные в канале с внезапным расширением площади и относительной длиной L/D_0, обеспечивающей максимальные ξ при внезапном расширении (кривая *2*). Если при $n=2$ опытные и расчетные значения ξ совпадают, то в дальнейшем опытная кривая заметно отличается от расчетной и при $n=4$ погрешность составляет почти 22%.

Полученные результаты хорошо подтверждают высказанные выше соображения о необходимости введения поправки в формулу (3-55), учитывающей импульс сил трения со стороны ограничивающих стенок на участке выравнивания.

При $n \leqslant 2$ длина свободного участка струи мала и зона неравномерности профиля скорости также незначительна. В этих условиях добавочные потери, не учитываемые формулой (3-55), малы и практически не влияют на окончательный результат. При $n>2$ зона выравнивания затягивается и, кроме того, увеличиваются потери в самой струе. В результате добавочный член в формуле (3-58) начинает играть заметную роль и его уже необходимо учитывать.

Для случая, когда длина зоны выравнивания равна нулю т. е. когда струя целиком заполняет выходное сечение, расчетная зависимость $\xi=f(n)$, полученная с помощью номограммы на рис. 3-38 и формулы (2-29), представлена кривой *3*. Здесь также наибольшего значения коэффициент восстановления энергии достигает при $n=2$, но его абсолютная величина существенно меньше и составляет только 0,34. Дальнейшее увеличение степени расширения приводит к падению коэффициента ξ. Опытные значения ξ не только качественно, но и количественно хорошо подтверждают расчетную зависимость $\xi=f(n)$.

Если в выходном сечении диаметр струи меньше диаметра канала, т. е. поток не заполняет всего выходного сечения, в пространстве между струей и стенкой возникает интенсивное возвратное течение, увеличивающее потери и резко снижающее коэффициент восстановления энергии. Из сказанного следует, что для полной реализации внезапного расширения необходима значительная длина канала, определяемая общей степенью расширения n и значением внешнего угла γ_1.

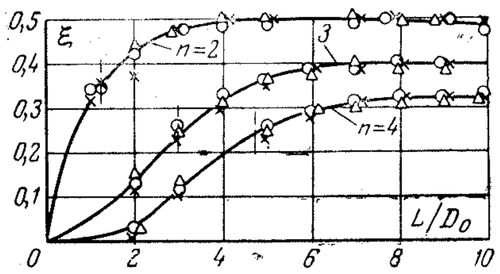


Рис. 3-40. Изменение коэффициента восстановления энергии ξ при внезапном расширении в зависимости от длины широкой части канала для различных степеней расширения.

Для примера на рис. 3-40 приведены кривые изменения коэффициента ξ при различных относительных длинах широкой части канала для трех значений степени расширения n (вертикальными линиями отмечены сечения, где струя полностью заполняет выходное сечение канала). Характер приведенных кривых оказался различным. При $n=2$ эффективность внезапного расширения с ростом L/D_0 нарастает весьма быстро и достигает своего наибольшего значения при $L/D_0=6\div7$, после чего можно отметить некоторое падение (на 2—2,5%) коэффициента ξ.

С увеличением степени расширения до $n=3$ интенсивность роста ξ заметно падает и его наибольшее значение ($\xi=0{,}4$) соответствует $L/D=8\div10$. Еще более ярко выраженная закономерность характерна для $n=4$, где вообще вначале ($L/D_0<2$) коэффициент восстановления энергии ξ близок к нулю. Только с увеличением относительной длины широкой части канала ($L/D_0>2$) отмечается увеличение коэффициента ξ, максимальная величина которого (0,33) достигается при $L/D_0>10$.

Заметное уменьшение полных потерь и соответствующий рост величины ξ после заполнения потоком всего канала, расположенного за внезапным расширением, объясняется резким уменьшением потерь с выходной скоростью, вызванным выравниванием поля скоростей. Последнее происходит на значительной длине и сопровождается добавочными внутренними потерями.

Приведенные на рис. 3-40 данные не только позволяют проследить за изменением диффузорного эффекта с ростом длины, но и дают возможность оценить угол γ_1 для приведенных степеней расши-

рения. Эта величина оказалась равной 9°30′ для $n=2$, 7° для $n=3$ и 5°30′ для $n=4$, т. е. с уменьшением диффузорного эффекта (с уменьшением разрежения в области внезапного расширения), происходит уменьшение угла γ_1 и приближение его к значению, характерному для свободной струи.

Рассмотренные теоретические и экспериментальные данные показывают, что максимально достижимый коэффициент восстановления давления при внезапном расширении составляет 0,50 для $n=2$ и может быть получен только при большой длине канала.

Для нахождения минимальной длины широкой части канала, обеспечивающей заполнение потоком его выходного сечения, можно воспользоваться простым геометрическим соотношением

$$\bar{x}_{\text{мин}} = \frac{x}{r_0} = \frac{\sqrt{n}-1}{\operatorname{tg}\gamma_1}. \qquad (3\text{-}67)$$

В этом случае расчет внутренних и полных потерь может быть проведен на основе формул (2-29) и (2-36) с использованием номограммы на рис. 3-38.

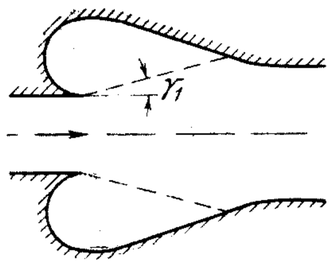


Рис. 3-41. Схема вихревого диффузора.

Как уже отмечалось выше, при больших углах раскрытия конических диффузоров ($\alpha>40°$) и малых осевых размерах иногда рекомендуется переходить к схеме с внезапным расширением потока [Л. 34]. В свете приведенных данных такой вывод представляется недостаточно обоснованным, так как для получения приемлемого диффузорного эффекта в схеме с внезапным расширением необходимо иметь значительные осевые размеры ($L/D_0>5\div6$), а на такой длине всегда можно разместить безотрывный диффузор, имеющий более высокие аэродинамические характеристики.

В заключение укажем на оригинальный способ осуществления внезапного расширения, предложенный в работе [Л. 160]. Форма канала для плоского течения в этом случае изображена на рис. 3-41.

Здесь непосредственно за внезапным расширением создаются «карманы», способствующие образованию на входе двух стационарных вихрей, играющих роль своеобразных вихревых «насосов». По данным работы [Л. 160] такая система имеет небольшие суммарные потери и позволяет получить коэффициент восстановления энергии на уровне 80%.

3-8. Изменение параметров потока вдоль оси конического диффузора

Задача о расчете параметров потока вдоль оси плоских и осесимметричных каналов для идеальной жидкости решается в рамках одномерной теории сравнительно просто [Л. 25].

При наличии трения исходное дифференциальное уравнение импульсов записывается с учетом единичного импульса сил трения $L_{\text{тр}}$ и принимает следующий вид [Л. 25, 34]:

$$cdc + \frac{dp}{\rho} + dL_{\text{тр}} = 0. \qquad (3\text{-}68)$$

Здесь c, p и ρ — скорость, давление и плотность потока в данном сечении.

При известном законе изменения сил трения уравнение (3-68) с помощью уравнений неразрывности и энергии решается в квадратурах.

В результате для конических диффузоров может быть установлена следующая связь между текущей площадью F и безразмерной скоростью λ [Л. 34]:

$$\frac{F_1}{F} = \frac{\lambda\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2\right)^{\beta}}{\lambda_1\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_1^2\right)^{\beta}} \times \frac{\left(1+\sqrt{\frac{k-1}{k+1}}\lambda\right)^{\alpha\lambda_1}}{\left(1+\sqrt{\frac{k-1}{k+1}}\lambda_1\right)^{\alpha\lambda_1}}, \qquad (3\text{-}69)$$

где

$$\beta=\frac{1}{k-1}(k\varphi_{\text{д}}+1);\ \alpha=\frac{k\varphi_{\text{д}}}{\sqrt{k^2-1}};\ F_1 \text{ и } \lambda_1$$

площадь и скорость во входном сечении, а $\varphi_{\text{д}}$ — коэффициент «смягчения удара» в формуле (2-42а), определяющий потери ζ в диффузоре.

Зависимость (3-69) представляет обычное уравнение неразрывности, в котором отношение плотностей ρ_i/ρ_1 связано со скоростью и потерями, а именно:

$$\frac{\rho_i}{\rho_1} = \frac{\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_i^2\right)^{\beta}}{\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_1^2\right)^{\beta}} \frac{\left(1+\sqrt{\frac{k-1}{k+1}}\lambda_i\right)^{\alpha\lambda_1}}{\left(1+\sqrt{\frac{k-1}{k-1}}\lambda_1\right)^{\alpha\lambda_1}}.$$

При $\lambda\longrightarrow0$ $\rho_i/\rho_1\longrightarrow1$ и формула (3-69) выражает распределение средних скоростей в несжимаемой жидкости:

$$\frac{c_i}{c_1}=\frac{F_1}{F_i}.$$

Если в заданном сечении диффузора найдена средняя безразмерная скорость, то остальные величины легко находятся с помощью газодинамических функций.

К сожалению, для расчета средних скоростей по формуле (3-69) необходимо знать коэффициент «смягчения» удара $\varphi_д$. Эта величина, как было показано выше, зависит от ряда факторов и изменяется в недопустимо широких пределах (см. рис. 3-32). Правда, структура формулы (3-69)такова, что при малых скоростях ошибка в принятом значении коэффициента $\varphi_д$ слабо влияет на конечные результаты. Однако для больших скоростей, когда отношение плотностей изменяется сильно, погрешность может оказаться ощутимой. В связи с этим рассмотрим решение поставленной задачи в рамках теории пограничного слоя, ограничиваясь случаем безотрывного течения.

Влияние вязкости приводит к интенсивному торможению жидкости вблизи стенок канала и «вытеснению» ее во внешнюю часть потока. С физической точки зрения влияние вязкости вызывает изменение эффективной проходной площади. Ее величина легко находится после соответствующего расчета пограничного слоя и определения площади вытеснения. Тогда, заменив действительный канал некоторым условным каналом, поперечное сечение которого при известном значении величины δ^*_i вычисляется по формуле

$$F_{эфi}=F_i-\delta^*_i,$$

можно провести расчет скоростей по соотношениям идеальной жидкости.

При практическом использовании указанного метода наибольшие трудности при расчетах связаны обычно с определением интегральной площади δ^*_i. Для плоских и конических диффузоров изменение этой величины вдоль стенок можно рассчитать заранее, и тогда построение эквивалентного канала сведется к чисто механической операции.

Выше распределение площади вытеснения δ^*_i вдоль диффузора аппроксимировалось степенной функцией вида

$$\delta^*_i=\delta^*_2\bar{x}^m,$$

с показателем $m=0{,}8$,

где величина $\bar{\delta}^*_2$ может быть найдена по номограмме приложения (см. рис. П-1).

В результате текущая эффективная площадь $F_{iэф}$ в любом сечении $\bar{x}$ будет определяться соотношением

$$F_{iэф}=F_i\left(1-\frac{F_2}{F_i}\bar{\delta}^*_2\bar{x}^{0,8}\right).$$

Для расчета параметров потока вдоль оси полученного таким образом эквивалентного канала наиболее рационально использовать таблицы газодинамических функций. С их применением расчет строится следующим образом:

1. По известному расходу, площади на входе F_1 и параметрам полного торможения определяем приведенный расход во входном сечении:

$$q(\lambda_1)=0{,}396\frac{GT_0}{F_1p_{01}}$$

и по таблицам находим безразмерную скорость λ_1.

2. Используя следующее очевидное соотношение

$$q_i(\lambda)=q(\lambda_1)\frac{F_1}{F_{iэф}},$$

с помощью таблиц по q_i определяем текущее значение скорости λ_i, относительное давление p_i/p_{01}, относительную плотность ρ_i/ρ_{01} и относительную температуру T_i/T_0.

По смыслу вывода все найденные величины относятся к потенциальному ядру потока, но отсюда легко перейти и к их средним значениям. С этой целью запишем уравнение неразрывности в произвольном сечении $\bar{x}_i$:

$$F_1\rho_1\lambda_1=F_i\rho_{iср}\lambda_{iср}.$$

Отсюда

$$\frac{\rho_{iср}}{\rho_1}=\frac{p_1T_{iср}}{p_{iср}T}=\frac{p_1}{p_{iср}}\cdot\frac{\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2_{iср}\right)}{\left(1-\frac{k-1}{k+1}\lambda^2_1\right)}=\frac{F_1\lambda_1}{F_i\lambda_{iср}}. \quad (3\text{-}70)$$

Поскольку среднее статическое давление в осесимметричном и плоском канале равно давлению p_i в его центре, формула (3-70) позволяет найти среднюю безразмерную скорость $\lambda_{iср}$ и далее по таблицам все усредненные параметры в заданном сечении диффузора.

Среднее давление полного торможения $p_{0i\text{ср}}$ определяется выражением (2-33):

$$(p_{02})_{\text{ср}} = p_i\left(1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda_{i\text{ср}}^2\right)^{-\frac{k}{k-1}}.$$

Рассмотренный способ расчета параметров вдоль оси диффузора позволяет находить как средние параметры потока, так и параметры в центре канала.

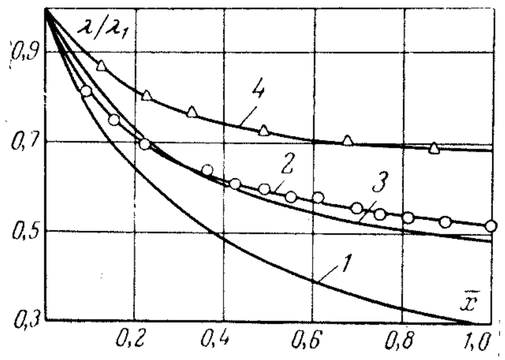


Рис. 3-42. Изменение относительных скоростей вдоль оси диффузора.

1 — расчетная кривая средней скорости; *2* — опытная кривая ($\alpha=10°$; $n=3$) максимальной скорости; *3* — расчет с учетом пограничного слоя; *4* — опытная кривая для отрывного диффузора ($\alpha=20°$; $n=3$).

Отметим, что экспериментальное распределение скоростей, найденное с помощью дренажных измерений давления и давления полного торможения p_{01}, соответствует не средней, а максимальной скорости в данном сечении и при сравнении расчетных значений с опытными данными это обстоятельство следует иметь в виду. Для примера на рис. 3-42 приведены расчетные и экспериментальные кривые изменения относительной скорости вдоль оси диффузора. В целом совпадение расчета с экспериментом следует признать удовлетворительным.

3-9. Пример расчета диффузора с прямолинейной осью

В качестве примера рассмотрим расчет конического диффузора для следующих условий:

1. Весовой расход воздуха $G=5$ *кг/сек*.
2. Безразмерная скорость на входе в диффузор $\lambda_1=0{,}5$.
3. Давление полного торможения $p_0=1{,}2$ *бар*.
4. Температура торможения $T_0=450°$ К.

Поскольку при расчете удобно пользоваться таблицами газодинамических функций, введем дополнительно следующие обозначения:

q — приведенный расход;

$\bar{\rho}$ — относительная плотность;

$\bar{T}$ — относительная температура;

R — газовая постоянная, равная для воздуха 287 *дж/град·кг* и для пара 470 *дж/град·кг*;

ρ_* — критическая плотность.

Площадь входного сечения диффузора определяется по формуле

$$F_1 = \frac{G}{\rho_1 c q} = \frac{G\sqrt{T_0}}{0{,}396 p_{01} q_1}.$$

Зная $\lambda_1=0{,}5$, находим в таблицах $q_1=0{,}71$ и, следовательно

$$F_1 = \frac{5\sqrt{450}}{0{,}396\cdot 1{,}2\cdot 10^4\cdot 0{,}71} = 0{,}0315\ м^2.$$

Дальнейший расчет диффузоров целесообразно вести в табличной форме (см. табл. 3-1).

Таблица 3-1

Расчет конического диффузора

Наименование	Обозначения	Размерность	Расчетная формула	Численное значение
Диаметр на входе	D_1	*м*	$D_1 = \sqrt{\frac{4F_1}{\pi}}$	0,200
Относительная температура на входе	$\bar{T}_1$	—	Определяется из таблицы по λ_1	0,964
Температура на входе	T_1	°К	$T_1 = T_0\bar{T}_1$	437
Критическая скорость	a_*	*м/сек*	$a_* = 18{,}3\sqrt{T_0}$	386
Скорость на входе в диффузор	c_1	*м/сек*	$c_1 = a_*\lambda_1$	193
Относительная плотность на входе в диффузор	$\bar{\rho}$	—	Определяется по газодинамическим таблицам	0,9
Плотность на входе в диффузор	ρ_1	$\frac{кгс\cdot сек^2}{м^4}$	$\rho_1 = \bar{\rho}\frac{p_0}{RT_0}$	0,01
Коэффициент динамической вязкости	μ	$\frac{кгс\cdot сек^2}{м^2}$	Находится по температуре из таблиц	$3{,}15\cdot 10^6$
Коэффициент кинематической вязкости	ν_1	$\frac{м^2}{сек}$	$\nu_1 = \mu_1/\rho_1$	$3{,}45\cdot 10^{-5}$

Продолжение табл. 3-1

Наименование	Обозначение	Размерность	Расчетная формула	Численное значение
Число Рейнольдса, подсчитанное по условиям на входе	Re_1	—	$Re_1 = \frac{D_1 c_1}{\nu_1}$	$1{,}1 \cdot 10^6$
Угол раскрытия диффузора	α	*град*	Принимается в зависимости от скорости на входе	7
Степень расширения диффузора	n	—	Принимается из условия безотрывного течения	3
Относительная длина	L/D_1	—	$\frac{L}{D_1} = \frac{\sqrt{n}-1}{2\sin \alpha/2}$	6
Длина диффузора	L	*м*	$L = D_1 \frac{L}{D_1}$	1,2
Параметр	H	—	$H = 1{,}4\left(1 + \frac{\sqrt{n}-1}{\bar{L}^{0,2}}\right)$	2,2
Величина	B	—	$B = \frac{0{,}115}{Re^{0,2}} \bar{L}^{0,8} \cdot H$	0,066
Относительная площадь вытеснения в выходном сечении	$\bar{\Delta}^*_2$	—	Определяется по номограмме приложения (см. рис. П-2)	0,178
Полные потери в диффузоре	$\zeta_п$	%	$\zeta_п = \frac{1}{n^2 (1 - \bar{\Delta}_2)^2}$	16,7
Внутренние потери	ζ	%	$\zeta = \frac{H^*/H\bar{\Delta}^*_2}{n^2 (1 - \bar{\Delta}^*_2)^3}$	3,8
Потери с выходной скоростью	$\zeta_{в.с}$	%	$\zeta_{в.с} = \zeta_п - \zeta$	12,9
Давление на входе в диффузор	p_1	*бар*	$p_1 = p_0 \varepsilon_1$	1,035
Давление на выходе из диффузора	p_2	*бар*	$p_2 = (1 - \zeta_п)\frac{\rho_1 c_1}{2} + p_1$	1,170

ГЛАВА ЧЕТВЕРТАЯ

ОКОЛОЗВУКОВЫЕ И СВЕРХЗВУКОВЫЕ ДИФФУЗОРЫ

Рассмотренные в предыдущей главе характеристики конических диффузоров показывают, что увеличение числа Маха на входе не вызывает качественных изменений коэффициентов внутренних и полных потерь. Однако с приближением к скорости звука картина меняется: почти во всех случаях можно отметить кризисное возрастание потерь. Это обстоятельство приводит к необходимости выделить околозвуковые диффузоры в отдельную группу, рассмотрению которой и посвящена первая часть настоящей главы.

4-1. Влияние числа Рейнольдса и сжимаемости (числа Маха) на характеристики диффузоров при больших дозвуковых скоростях. Околозвуковые диффузоры

Физически влияние сжимаемости при дозвуковых скоростях сказывается в увеличении продольных градиентов давления, что объясняется изменением плотности газа при значительных числах $M_1 < 1$. Действительно, в соответствии с выводами одномерной теории продольные градиенты давления и скорости в сжимаемой жидкости определяются формулами [Л. 25]:

$$\frac{dp}{dx} = \frac{\rho c^2}{F} \cdot \frac{1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2}{1 - \lambda^2} \cdot \frac{dF}{dx} = \frac{2k}{k+1} \cdot \frac{p}{F} \cdot \frac{\lambda^2}{1 - \lambda^2} \cdot \frac{dF}{dx}; \quad (4\text{-}1)$$

$$\frac{d\lambda}{dx} = \frac{\lambda}{F} \cdot \frac{1 - \frac{k-1}{k+1}\lambda^2}{\lambda^2 - 1} \cdot \frac{dF}{dx}, \quad (4\text{-}1а)$$

Отсюда следует, что при $dF/dx > 0$ и $\lambda < 1$ $dp/dx > 0$ и $d\lambda/dx < 0$, причем с увеличением λ градиенты давления и скорости возрастают. Следовательно, влияние сжимаемости наиболее ощутимо во входной части диффузора, где числа λ (M) достигают максимального значения. Конечным результатом этого влияния является кризис-

ное падение характеристик диффузоров с приближением к большим дозвуковым и околозвуковым скоростям, причем начало кризиса зависит от величины угла раствора α [Л. 97] и состояния потока во входном сечении [Л. 150].

Чем больше угол α или толщина пограничного слоя на входе, тем при меньших значениях безразмерной скорости λ_1 начинается кризисное снижение экономичности диффузоров, вызванное отрывом потока непосредственно во входном сечении (см. рис. 3-9 и 3-10). Наиболее четко указанная картина прослеживается, если сопряжение расширяющейся части диффузора с входным участком осуществляется малым радиусом или вообще с угловым изломом. В этом случае увеличение входных градиентов давления и скорости с приближением к скорости звука становится наиболее заметным. Для примера на рис. 4-1,*а* приведено распределение относительного статического давления по контуру входного участка двух конических диффузоров, отличающихся углом α, для безразмерных скоростей λ_1, равных 0,4 и 0,85. Все давления выражены в долях от статического давления в горле, а продольная координата x отнесена к длине расширяющейся части диффузора L и отсчитывается от его входного сечения.

Существование в потоке угловой точки, являющейся особой точкой типа полюса, приводит, как уже отмечалось выше (см. гл. 3), к местному ускорению потока со стороны входа и интенсивному его торможению в расширяющейся части канала. На рис. 4-1,*а* наглядно видно увеличение градиентов давления с ростом скорости и угла α. Такая же картина наблюдается и в случае плоского диффузора (рис. 4-1,*б*), причем для звуковой скорости (кривая *4*) как отрицательные (со стороны входа), так и положительные (в расширяющейся части) градиенты давления достигают максимального значения. Соответствующие этим градиентам скорости показаны на рис. 4-1,*в*. В подводящем плоском участке при $\lambda_1 = 0{,}94$ вблизи угловой точки скорость возрастает почти на 30% (кривая *5*), тогда как при $\lambda_1 = 0{,}4$ это увеличение составляет 14—15%.

Помимо увеличения продольных градиентов давления во входной области диффузора возникают и существенные поперечные градиенты давления [Л. 52]. На подводящем участке статическое давление стабильно

увеличивается от стенки к центру потока. С увеличением начальной скорости и приближением к угловой точке поперечная неравномерность полей скоростей и давлений возрастает, достигая при $\lambda_1 = 0{,}93$ около 32%.

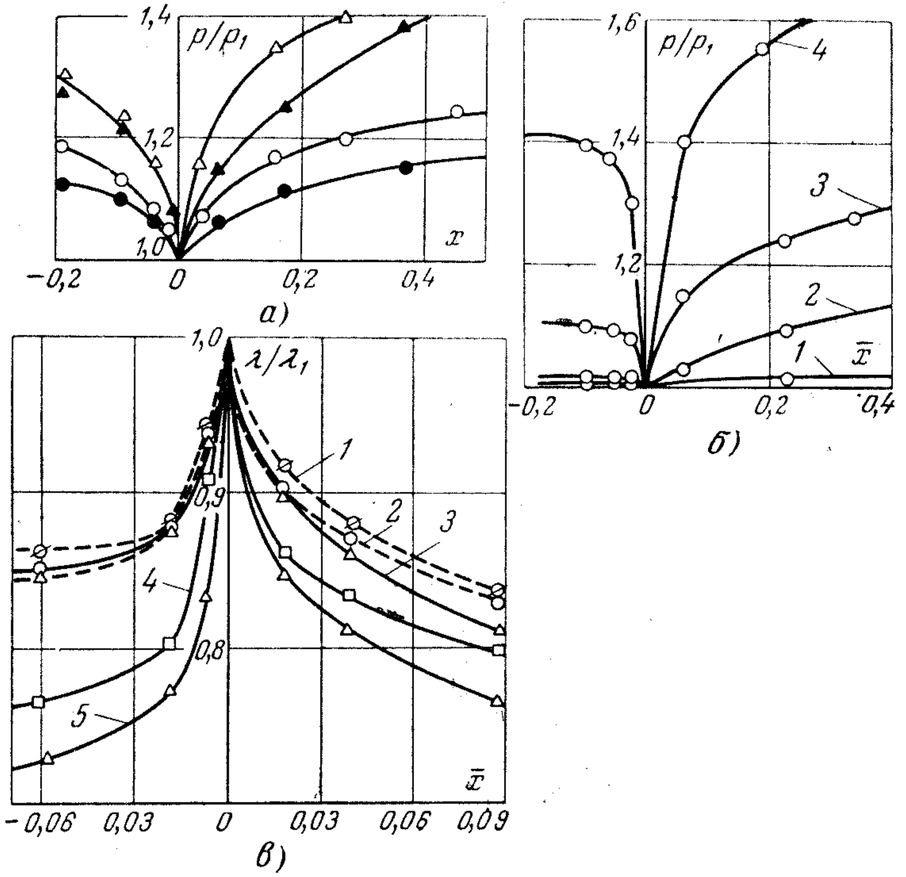


Рис. 4-1. Изменения статического давления и скорости по входному контуру плоских и конических диффузоров.

а — конический диффузор; $p/p_1 = f(\bar{x})$;

● — $\alpha = 7°$; ○ — $\alpha = 15°$; } $\lambda_1 = 0{,}4$;

▲ — $\alpha = 7°$; △ — $\alpha = 15°$; } $\lambda_1 = 0{,}85$;

б — плоский диффузор; $p/p_1 = f(\bar{x})$: *1* — $\lambda_1 = 0{,}24$; *2* — $\lambda_1 = 0{,}57$; *3* — $\lambda_1 = 0{,}77$; *4* — $\lambda_1 = 1$; *в* — плоский диффузор; $\lambda/\lambda_1 = f(\bar{x})$: *1* — $\lambda_1 = 0{,}4$; *2* — $\lambda_1 = 0{,}62$; *3* — $\lambda_1 = 0{,}7$; *4* — $\lambda_1 = 0{,}8$; *5* — $\lambda_1 = 0{,}94$.

Таким образом, возмущения, вызванные переходом к расширяющейся части канала, захватывают довольно обширные области и вызывают существенную неравномерность потока как в продольном, так и в поперечном

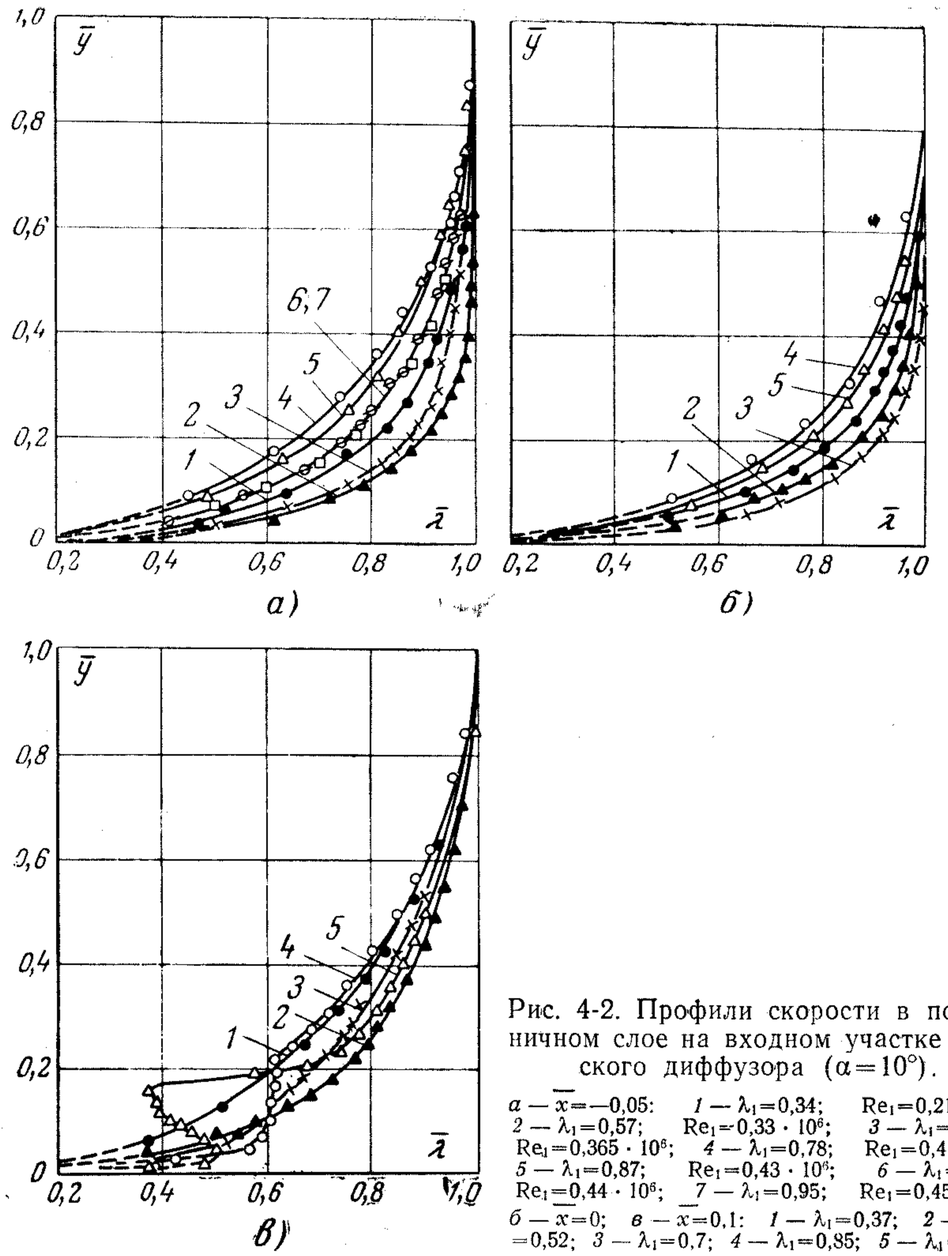


Рис. 4-2. Профили скорости в пограничном слое на входном участке плоского диффузора ($\alpha=10°$).

а — $\bar{x}=-0{,}05$: *1* — $\lambda_1=0{,}34$; $Re_1=0{,}21\cdot10^6$; *2* — $\lambda_1=0{,}57$; $Re_1=0{,}33\cdot10^6$; *3* — $\lambda_1=0{,}65$; $Re_1=0{,}365\cdot10^6$; *4* — $\lambda_1=0{,}78$; $Re_1=0{,}4\cdot10^6$; *5* — $\lambda_1=0{,}87$; $Re_1=0{,}43\cdot10^6$; *6* — $\lambda_1=0{,}91$; $Re_1=0{,}44\cdot10^6$; *7* — $\lambda_1=0{,}95$; $Re_1=0{,}45\cdot10^6$; *б* — $\bar{x}=0$; *в* — $\bar{x}=0{,}1$: *1* — $\lambda_1=0{,}37$; *2* — $\lambda_1=0{,}52$; *3* — $\lambda_1=0{,}7$; *4* — $\lambda_1=0{,}85$; *5* — $\lambda_1=0{,}93$.

направлениях. Местные градиенты давления в пристеночной области оказываются значительно увеличенными по сравнению с градиентами, вычисленными по среднерасходной скорости $\lambda_{1ср}$. Отмеченные особенности течения приводят к существенным изменениям и в структуре потока на входном участке, что хорошо заметно при рассмотрении профилей скорости в пограничном

слое, приведенных на рис. 4-2 и снятых перед входным сечением ($\bar{x}=-0{,}05$), во входном сечении ($\bar{x}=0$) и в расширяющейся части канала ($\bar{x}=0{,}1$). При их построении учитывалось поперечное изменение статического давления. С увеличением относительной скорости λ_1 до 0,7, как и следовало ожидать, происходит наполнение профилей скорости, так как заметно возрастает местная конфузорность в подводящей части канала (см. рис. 4-1). Однако при $\lambda_1>0{,}7\div0{,}75$ характер деформации профилей скорости оказывается несколько неожиданным.

Несмотря на дальнейшее еще более резкое увеличение конфузорности течения с ростом λ_1, наполнение профилей скорости резко уменьшается (профиль *4*). Такое явление представляется тем более странным, что в опытах увеличение скорости λ_1 сопровождалось также ростом числа Re_1. По существу это означает, что в области больших дозвуковых и околозвуковых скоростей увеличение λ_1 приводит к падению кинетической энергии частиц жидкости у стенки перед входным сечением диффузора.

Приведенные опытные данные позволяют сделать вывод о наличии существенных изменений в структуре потока в области входного сечения диффузора при больших дозвуковых и околозвуковых скоростях λ_1. Механизм этих изменений можно себе представить следующим образом.

При небольших скоростях ($\lambda_1=0{,}34\div0{,}37$, рис. 4-2,*а*) в канале имеет место типичный турбулентный профиль скорости (профиль *1*). С увеличением λ_1 в зоне углового излома происходит отмеченное выше резкое ускорение потока, следствием чего является деформация профиля скорости, характерная для обычного конфузорного течения (профили *2* и *3*). Однако с ростом местной конфузорности происходит снижение турбулентных пульсаций в потоке [Л. 110] и, следовательно, уменьшается поперечный перенос количества движения. В результате при некоторой величине отрицательного градиента давления, определяемого в данном случае величиной λ_1, в формировании профиля скорости у стенки все большее значение начинает играть вязкое трение, а «турбулентное» трение отходит на второй план и при $\lambda_1=0{,}78\div0{,}85$ (профили *4, 5* и *6*) полнота профилей существенно уменьшается. Профиль скорости приобретает форму, характерную для ламинарного течения.

Указанные изменения в структуре потока являются важной особенностью околозвуковых течений газа, которая имеет решающее значение для определения характера последующего течения в диффузоре.

Действительно, при больших дозвуковых и околозвуковых скоростях λ_1, с одной стороны, растут положительные градиенты давления в диффузорной области (см. рис. 4-1), а с другой — происходит отмеченная перестройка профиля скорости на участке перед входом в диффузор, в результате чего уменьшается кинетическая энергия частиц потока в пристеночной области (рис. 4-2,*а*). Оба фактора создают условия для отрыва потока непосредственно за входным сечением диффузора. Таким образом, с приближением к околозвуковым скоростям возрастает возможность возникновения отрыва потока вследствие специфических изменений в структуре пограничного слоя.

Учитывая многообразное влияние вязкости на характер течения газа в диффузорах [Л. 157, 165], экспериментальное исследование влияния сжимаемости на эффективность диффузоров необходимо проводить при постоянных значениях числа Рейнольдса в широком диапазоне его изменения.

На рис. 3-10,*б* и *в* приведены опытные значения коэффициентов восстановления энергии ξ в зависимости от начальной относительной скорости λ_1. Каждая кривая соответствует узкому диапазону изменений числа Re_1. Как и следовало ожидать, в зоне больших дозвуковых и околозвуковых скоростей наблюдается резкое падение коэффициента восстановления давления, причем кризисное снижение экономичности диффузоров зависит как от λ_1, так и от числа Re_1. Чем больше Re_1, тем до более высоких значений относительной скорости λ_1 существует безотрывное течение. Этот экспериментальный факт хорошо согласуется с рассмотренными выше структурными изменениями в пограничном слое при подходе к входному сечению диффузора.

Действительно, с увеличением числа Рейнольдса возрастает интенсивность поперечного турбулентного переноса и, следовательно, необходимы большие отрицательные градиенты давления (большие скорости λ_1, приближающиеся к $\lambda_1=1$) для вырождения турбулентности и неблагоприятной с точки зрения отрыва деформации профиля скорости. С ростом числа Re_1 уменьшается степень

вырождения турбулентности на входе в диффузор и зона безотрывных течений по скорости λ_1 расширяется.

Найденная связь кризисного падения характеристик диффузоров от сочетания чисел Re_1 и λ_1 является весьма важной и в полной мере может быть выявлена только экспериментально при независимом изменении этих критериев. Если изменение числа Re_1 достигается соответствующим изменением скорости, то можно прийти к ошибочному выводу о независимости аэродинамических характеристик диффузоров от сжимаемости жидкости. По существу такой вывод сделан в работе [Л. 66], автор которой до скорости $\lambda_1=0{,}96$ никакого влияния сжимаемости на коэффициент потерь диффузоров не обнаружил, так как возрастание числа Рейнольдса одновременно с увеличением безразмерной скорости λ_1 обеспечивало взаимную компенсацию их влияний и отодвигало кризисное падение характеристик в зону почти звуковых скоростей.

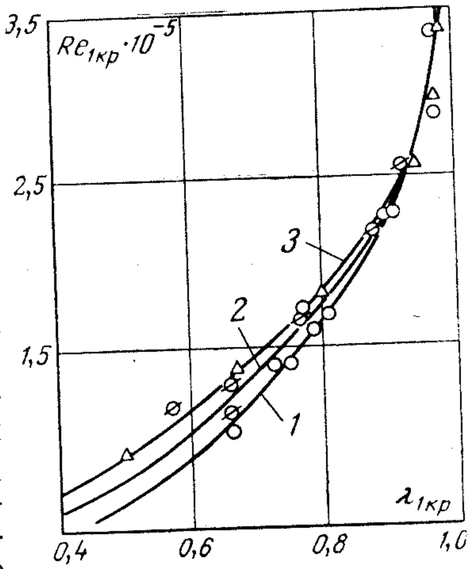


Рис. 4-3. Связь между критическими (кризисными) значениями числа Рейнольдса и относительной скорости на входе в диффузор.

1 — $\alpha=10°$; *2* — $\alpha=15°$; *3* — $\alpha=20°$.

Из приведенных опытных данных, полученных при независимом моделировании по числам λ_1 и Re_1, следует, что сжимаемость может самым решающим образом повлиять на энергетические характеристики диффузоров с приближением к околозвуковым скоростям, причем кризисное значение скорости λ_1 зависит от числа Рейнольдса и угла раскрытия диффузора. Связь между этими величинами, полученная на основании рассмотренных экспериментов, приведена на рис. 4-3. Эта зависимость позволяет определять характер течения во входном сечении диффузора для заданных режимных параметров.

Так, если точка, соответствующая данным начальным параметрам, лежит выше кривой $Re_{1кр}=f(\lambda_{1кр})$, течение будет безотрывным, если ниже ее, отрыв потока произой-

дет непосредственно во входном сечении. Например, если скорость λ_1 в диффузоре с углом раскрытия $\alpha=10°$ равняется 0,8, то для обеспечения безотрывного течения число Re_1 должно быть не меньше $1{,}6\cdot10^5$. При меньших его значениях, как показывают опыты, произойдет отрыв потока.

Зависимость $Re_{1кр}=f(\lambda_{1кр})$ определяется также углом раствора диффузора α. Чем больше угол α, тем больше кризисное значение числа Re_1 для данной скорости. Физически такая зависимость вполне закономерна. Большему углу α соответствуют повышенные градиенты давления в области входного сечения диффузора и, следовательно, отрыв потока возникает при меньшей скорости λ_1. Отметим, что влияние угла α проявляется лишь при умеренных значениях скорости λ_1. С ее ростом основное значение приобретает сжимаемость и влияние угла α отходит на второй план. При $\lambda_1\longrightarrow1$ (околозвуковые течения) величина $Re_{1кр}$ для всех углов α стремится к весьма большим значениям и возможность безотрывного течения резко снижается.

Особый интерес представляют результаты исследования режима, соответствующего небольшой сверхзвуковой скорости на входе в диффузор. В этом случае отрыв происходит перед скачком уплотнения во входной расширяющейся части диффузора.

Рассматриваемые режимы ($\lambda_1=1{,}0\div1{,}15$) характеризуются постоянными (критическими) значениями скорости и давления в минимальном (входном) сечении диффузора. В соответствии с этим расслоение кривых относительных скоростей (давлений) в зависимости от режима отмечается за входным сечением и определяется в основном положением скачка (или системы скачков) в расширяющейся части диффузора. До скачка течение во входной части конфузорное. Повышение давления происходит в скачке и расширяющейся части за ним при отрывном и безотрывном течениях. В этой связи следует отметить, что если участок ламинаризации пограничного слоя затягивается до скачка, то последний всегда вызывает отрыв. В тех случаях, когда область перехода ламинарного слоя в турбулентный располагается перед скачком, отрыв смещается по потоку.

Минимальная интенсивность скачков, вызывающих отрыв, была определена экспериментально. На рис. 4-4 приведена соответствующая зависимость И. С. Гродзов-

ского и Л. Я. Лазарева для ламинарного и турбулентного пограничных слоев. Для ламинарного пограничного слоя соответствующее отношение давлений на скачке составляет 1,50—1,58, а для турбулентного 1,8—2,1. По мере развития процесса вырождения турбулентности интенсивность скачка, вызывающего отрыв, уменьшается и при полностью завершенном обратном переходе пунктирная и сплошная линии сливаются.

Место расположения скачка в рассматриваемых режимах устанавливается методом, известным из теории переменных режимов сопла Лаваля [Л. 25]. Использование этого метода тем более оправдано, что режимы работы диффузора при $\lambda_1\geqslant1{,}0$ полностью соответствуют режимам работы сопла Лаваля с повышенным отношением давлений, когда в расширяющейся части образуются скачки. Следует иметь в виду, что форма скачка в сильной степени зависит от угла раскрытия диффузора. Так, например, в диффузоре с $\alpha=15°$ опыты фиксируют систему двух косых скачков, а в диффузоре с $\alpha=7°$ — один криволинейный скачок. Положение скачка в диффузоре также существенно зависит от угла раскрытия.

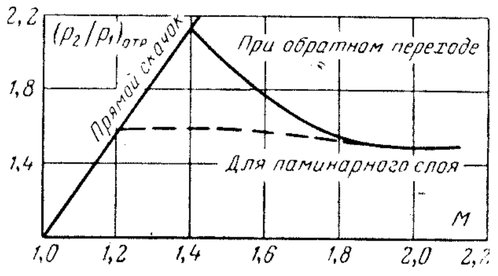


Рис. 4-4. Интенсивность скачка, вызывающего отрыв пограничного слоя. (Опыты И. С. Гродзовского и Л. Я. Лазарева, МЭИ.)

Расходные характеристики диффузоров при околозвуковых скоростях показывают, что относительный расход газа через диффузор растет с увеличением λ_1 до 1,0. Дальнейшее увеличение λ_1 не приводит к изменению расхода.

Для характеристики околозвуковых диффузоров целесообразно сравнить величины теоретической и действительной степеней сжатия.

Соответствующие графики приведены на рис. 4-5. Кривая *1* отвечает расчетной теоретической степени сжатия $p_{2т}/p_1$ (без учета потерь в диффузоре). Кривая *2* получена экспериментально и представляет зависимость произведения степени сжатия и коэффициента восстановления давления торможения:

$$\frac{p_2}{p_1}\,\frac{p_{01}}{p_{02}} = \frac{p_{2т}}{p_1}.$$

Совпадение расчетной *1* и опытной *2* кривых оказывается удовлетворительным. Расхождение между кривыми *2* и *3*—*8* отражает влияние числа Рейнольдса и безразмерной скорости λ_1 на степень сжатия в диффузоре. С уменьшением числа Рейнольдса отмечается интенсив-

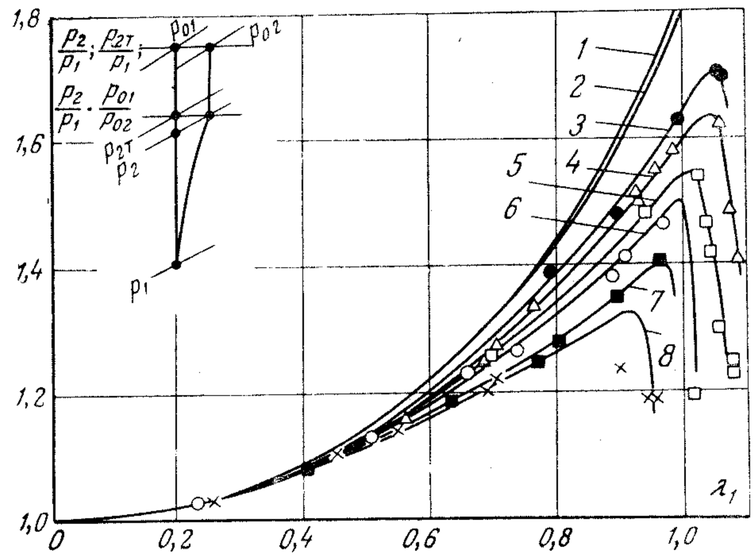


Рис. 4-5. Зависимость степени сжатия в коническом диффузоре от числа Рейнольдса и безразмерной скорости λ_1 ($\alpha=15°$; $n=4$; испытания на перегретом водяном паре).

1 — теоретическая кривая $p_{2т}/p_1$; *2* — $\frac{p_2}{p_1}\cdot\frac{p_{01}}{p_{02}}$; *3*—*8* — p_2/p_1; *8* — $Re_1 = (0{,}5 \div 0{,}9)\cdot 10^5$; *7* — $Re_1 = (1{,}0 \div 1{,}2)\cdot 10^5$; *6* — $Re_1 = (1{,}5 \div 1{,}8)\cdot 10^5$; *5* — $Re_1 = (2{,}02 \div 2{,}5)\cdot 10^5$; *4* — $Re_1 = (2{,}8 \div 3{,}8)\cdot 10^5$; *3* — $Re_1 = (4{,}4 \div 4{,}8)\cdot 10^5$.

ное снижение степени сжатия. В соответствии с данными рис. 4-3 критические значения $\lambda_{1кр}$ падают при уменьшении числа Рейнольдса.

Графики на рис. 4-5 отражают влияние сжимаемости на степень сжатия — важнейшую характеристику диффузора. Здесь отчетливо видно, что при $\lambda_1<0{,}5$ влияние сжимаемости практически неощутимо. При больших числах Рейнольдса ($Re_1>4\cdot 10^5$) диффузор с углом раскрытия $\alpha=15°$ и $n=4$ имеет максимальную степень сжатия при $\lambda_1\approx 1\div 1{,}05$.

В связи с изложенным выше следует отметить влияние начальной степени турбулентности на характеристики диффузора. Повышение степени турбулентности при малых и умеренных значениях Re_1 приводит к заметному улучшению характеристик диффузора, так как область перехода при смешанном пограничном слое смещается против потока, что в ряде случаев ликвидирует отрыв. Однако при весьма высокой начальной турбулентности резко возрастает толщина пограничного слоя и уменьшается эффективное значение степени расширения. Увеличение степени турбулентности вызывает возрастание потерь на трение. По этим причинам при малых числах Re_1 и λ_1 потери энергии в диффузоре с ростом ε_0 вначале снижаются, а затем растут. Пример такой зависимости показан на рис. 4-6. С уменьшением Re_1 при $\lambda_1\approx 0{,}4$ минимум потерь в диапазоне $\varepsilon_0=2\div 3\%$ проявляется более отчетливо.

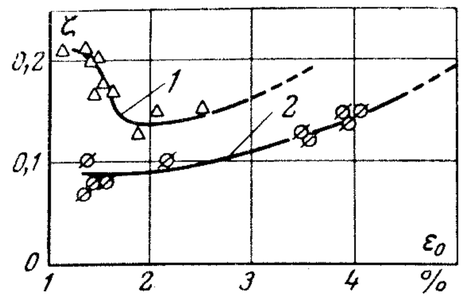


Рис. 4-6. Влияние начальной степени турбулентности на потери в конических диффузорах при различных числах Рейнольдса ($\lambda_1=0{,}40$; $n=3$; $\alpha=10°$).

1 — $Re_1=2{,}2\cdot 10^4$; *2* — $Re_1=10^6$.

Опыты показывают, что влияние начальной турбулентности на характеристики диффузоров при больших дозвуковых скоростях сохраняется качественно таким же, как и для несжимаемой жидкости. Приведенные на рис. 4-6 данные могут быть использованы для введения соответствующих поправок и при значительных числах λ_1.

Таким образом, переход к большим дозвуковым скоростям не приводит к заметным изменениям потерь и степени восстановления давления в диффузорах. Если режим течения автомоделен по числу Re_1, то увеличение числа λ_1 от 0,3 до 0,6—0,7 не вызывает существенного изменения характеристик диффузора. Последнее означает, что интенсификация процесса течения в диффузорах по числу λ_1 до указанных пределов представляется рациональной.

В заключение необходимо подчеркнуть, что при малых числах Re_1 благоприятное влияние на характери-

стики диффузора оказывает отсос пограничного слоя. Применение отсоса приводит к заметному увеличению эффективной степени расширения и уменьшению потерь на трение.

4-2. Обратный переход турбулентного пограничного слоя в ламинарный

Рассмотрим подробнее явление обратного перехода в пограничном слое и ламинаризацию профиля скорости при околозвуковых скоростях.

В лаборатории МЭИ переход турбулентного слоя в ламинарный исследовался на четырех различных моделях 1) осесимметричном «двухгорловом» канале; 2) плоском «двухгорловом» канале; 3) сопловом криволинейном канале; 4) плоском диффузоре. Ниже излагаются некоторые результаты этого исследования.

В осесимметричном и плоском прямых каналах имеется возможность получить характерный режим течения, основные черты которого следующие: во втором «горле» канала происходит вторичный переход течения через скорость звука, причем поток перед вторым «горлом» бывает сильно турбулизирован скачком уплотнения, который возникает за первым горлом канала. Распределение давления по стенке канала (рис. 4-7,*а*) отчетливо показывает, что за диффузорным участком в средней части канала течение характеризуется весьма большими положительными градиентами скорости $\left(\frac{\partial c_{\text{макс}}}{\partial x} \approx 2 \cdot 10^4 \frac{1}{сек}\right)$.

Наличие таких градиентов скорости должно способствовать и, вероятно, в основном определяло переход турбулентного пограничного слоя в ламинарный. Этот переход подтверждался измерениями распределения скорости в пограничном слое за вторым горлом и перед ним. Если перед вторым горлом канала профиль скорости был явно турбулентным (рис. 4-7,*в*), то за вторым горлом профиль имел другую форму — ламинарную.

В плоском двухгорловом канале проводились измерения пульсаций давления на расстоянии $\sim 0{,}8$ *мм* от стенки, т. е. почти в пограничном слое, в трех характерных сечениях: в первом горле, на участке максимальной ширины и во втором горле. Пульсации измерялись тензометрическим зондом и фиксировались на пленке шлей-

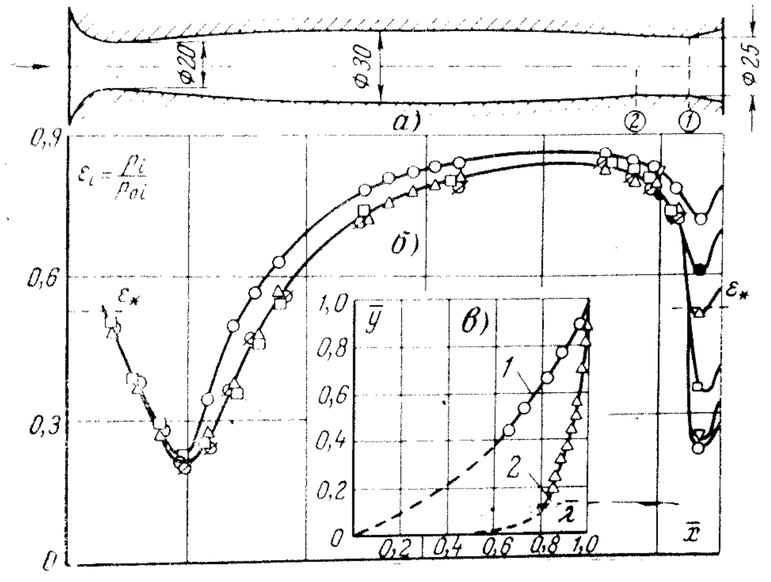
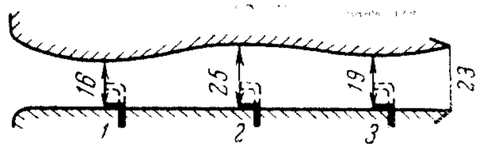


Рис. 4-7. Схема «двухгорлового» канала (*а*), распределение давления по его длине (*б*) и профиль скорости в пограничном слое $\varepsilon_a = 0{,}210$ (*в*).

б: ○ $\varepsilon_a = \frac{p_2}{p_{01}} = 0{,}700$; ● $\varepsilon_a = 0{,}514$; △ $\varepsilon_a = 0{,}350$; □ $\varepsilon_2 = 0{,}309$; —▽— $\varepsilon_a = 0{,}262$; ⌀ $\varepsilon_a = 0{,}209$; *в*: *1* — сечение *1*; *2* — сечение на 23 *мм* левее сечения *1* (сечение *2*).



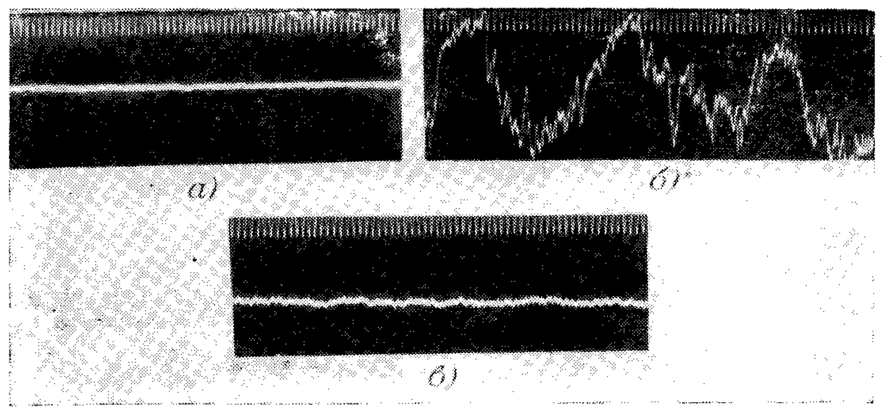


Рис. 4-8. Пульсации полного давления (измерения в плоском «двухгорловом» канале; $\varepsilon_a = 0{,}25$).

а — сечение *1*; *б* — сечение *2*; *в* — сечение *3*.

фового осциллографа. Очевидно, что в таком канале также должны иметь место характерные режимы обратного перехода, наблюдавшиеся в осесимметричном канале. На рис. 4-8 представлены осциллограммы измерения пульсаций полного давления в режиме $\varepsilon_a = 0{,}25$. Хорошо видно, что в первом минимальном сечении канала пульсаций практически нет. В максимальном сечении канала имеют место пульсации большой амплитуды и довольно малой частоты (~ 20 *гц*). Этот порядок характерен для крупномасштабных турбулентных пульсаций. Следует отметить, что в этом режиме амплитуда пульсаций составляла около 10% полного давления. Во втором минимальном сечении пульсации резко затухали и практически отсутствовали. Описанные выше измерения пульсаций показывают, что во втором горле канала пограничный слой становился ламинарным, хотя перед вторым горлом течение имело явно турбулентный характер.

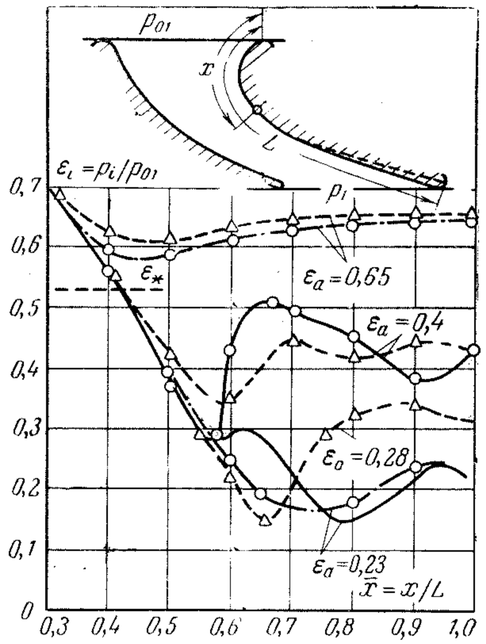


Рис. 4-9. Распределение давлений вдоль стенок криволинейного соплового канала при различных отношениях давлений.

О — выпуклая стенка; △ — прямая стенка.

Криволинейный канал был исследован вдоль прямой и выпуклой стенок в косом срезе (рис. 4-9). Рассматривая распределение относительных давлений $\varepsilon_i = p_i/p_{01}$ вдоль обвода канала, можно заметить, что вплоть до возникновения скачка уплотнения на выпуклой стенке положительный градиент скорости имел порядок $(6 \div 8) \cdot 10^3$ *1/сек*, причем на этом участке скорости течения изменялись от $M = 0{,}4 \div 0{,}5$ до $M = 1{,}85 \div 2{,}0$ в режиме $\varepsilon_a = 0{,}23$. Интересно, что протяженность участка, на котором имели место большие положительные градиенты скорости, значительно увеличивалась с ростом числа M_2 на выходе из канала. Это отчетливо видно на рис. 4-10, где по оси ординат отложена относительная

протяженность участка $\Delta x/L$ (L — длина стенки) с градиентом скорости, а по оси абсцисс — число Маха на выходе из канала, определяемое по давлениям до и после канала. Как видно из рис. 4-10, протяженность участка с максимальными градиентами мало зависит от формы поверхности канала. Следует отметить, что, как и ожидалось, максимальные градиенты скорости (давления) достигались в узких сечениях канала, т. е. в области, где число $M \longrightarrow 1$.

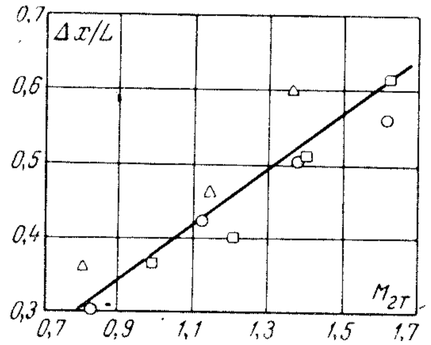


Рис. 4-10. Протяженность участка канала с максимальными градиентами скорости.

△ — выпуклая стенка; О — прямая стенка; □ — вогнутая стенка.

Испытанный канал был установлен в аэродинамической трубе, степень турбулентности потока в которой составляла примерно 1%. Для турбулизации пограничного слоя перед горлом канала на выпуклой поверхности ($\bar{x} = 0{,}15$) устанавливалась турбулизирующая проволока диаметром $d = 0{,}8$ *мм*. Как показали измерения профиля скорости в пограничном слое в режиме $\varepsilon_a = 0{,}286$, в сечениях $\bar{x} = 0{,}483$ и $\bar{x} = 0{,}512$ на выпуклой стенке пограничный слой был турбулентным (рис. 4-11). По мере продвижения вдоль стенки от узкого сечения ($\bar{x} = 0{,}483$) к выходному происходила ламинаризация профиля скорости в пограничном слое, т. е. уменьшалось наполнение профиля, и при достаточно длительном воздействии отрицательного градиента давления профиль скорости становился ламинарным. Ламинарный пограничный слой далее взаимодействовал со скачком уплотнения, возникавшим на выпуклой стенке вследствие перерасширения потока, и отрывался этим скачком (характерные отрывные эпюры скоростей в пограничном слое представлены на рис. 4-11,*б*). Следует отметить, что при относительно малой длине воздействия отрицательных градиентов давления, т. е. при меньших числах Маха, полной ламинаризации профиля скорости не наблюдалось, турбулентность вырождалась частично. Аналогичное изменение профиля скорости происходило и на прямой стенке канала.

При исследовании перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный обычно положение перехода определяется по характеру изменения толщины пограничного слоя δ или толщины потери импульса δ^{**}. От-

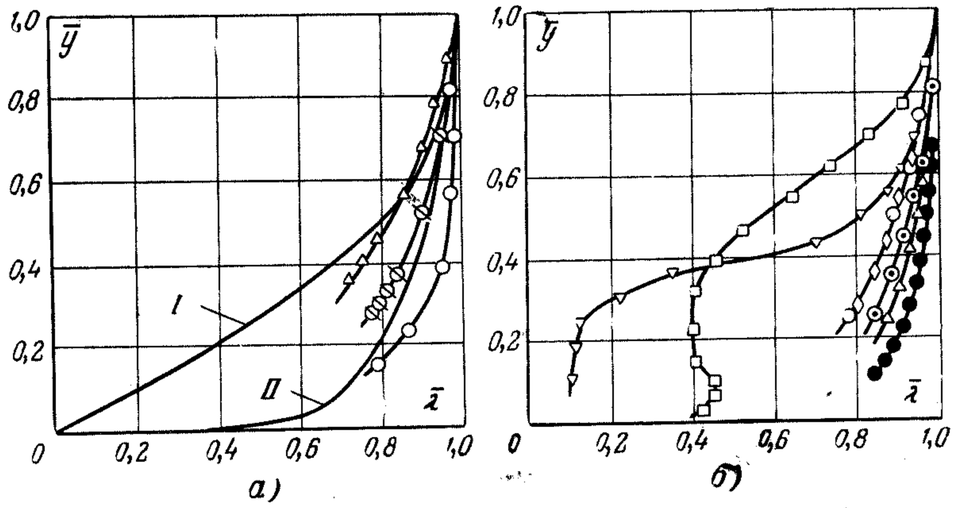


Рис. 4-11. Профили скорости в пограничном слое на стенках криволинейного канала.

а — прямая стенка (ε_a=0,250): О — $\bar{x}$=0,485; ⊘ — $\bar{x}$=0,616; △ — x=0,673; *I* — ламинарный профиль; *II* — турбулентный профиль; *б* — выпуклая стенка (ε_a=0,286): ● — $\bar{x}$=0,483; △ — $\bar{x}$=0,512; ⊙ — $\bar{x}$=0,550; □ — $\bar{x}$=0,623; ◇ — $\bar{x}$=0,690; ▽ — $\bar{x}$ = 0,900; ▣ — $\bar{x}$ = 0,966.

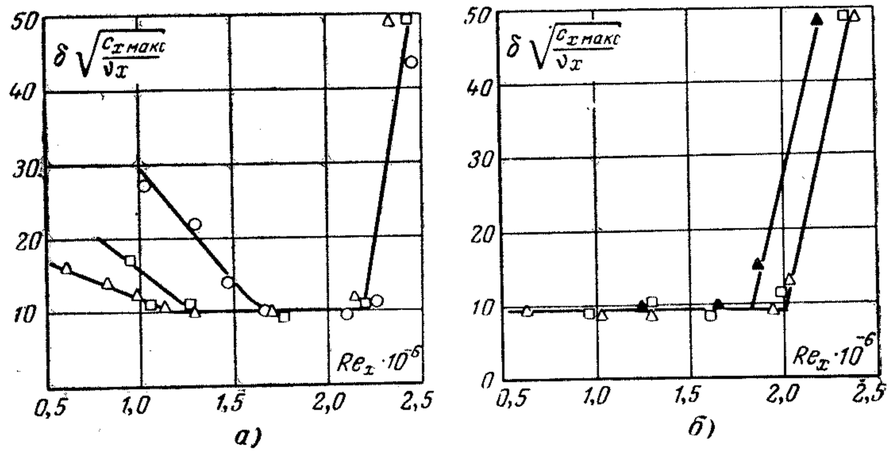


Рис. 4-12. Изменение безразмерной толщины пограничного слоя вдоль стенок криволинейного канала.

а — с турбулизатором: О — прямая стенка (ε_a=0,230); □ — выпуклая стенка (ε_a=0,284); △ — выпуклая стенка (ε_a=0,325); *б* — без турбулизатора: △ — прямая стенка (ε_a=0,230); ▲ — прямая стенка (ε_a=0,318); □ — выпуклая стенка (ε_a=0,330).

метим, что те же характеристики пограничного слоя можно использовать и для определения места перехода турбулентного режима в ламинарный.

Особый интерес представляют данные, приведенные на рис. 4-12, где изображено изменение безразмерной толщины пограничного слоя $\delta\sqrt{\frac{c_{x\,макс}}{\nu x}}$ в зависимости от числа $Re_x = c_{x\,макс}x/\nu$, подсчитанной по координате вдоль прямолинейной стенки канала. Согласно решению Блазиуса безразмерная толщина пограничного слоя при ламинарном течении вдоль пластинки имеет постоянное значение, равное $\sim$5. Но как только число Re_x становится больше критического, безразмерная толщина слоя начинает резко возрастать. Логично предположить, что в случае перехода турбулентного пограничного слоя в ламинарный будет наблюдаться обратная картина, т. е. по мере вырождения турбулентности безразмерная толщина пограничного слоя будет уменьшаться вдоль спинки вплоть до достижения некоторого постоянного значения. Достижение постоянного значения означает, что пограничный слой стал ламинарным. Такое предположение хорошо подтверждается экспериментом. Для течения без турбулизатора (рис. 4-12,*б*) толщина $\delta\sqrt{\frac{c_{x\,макс}}{\nu x}}$ оставалась постоянной вплоть до $Re_x = (1{,}8 \div 2{,}0) \cdot 10^5$, а затем резко возрастала, что указывает на переход к турбулентному режиму, вызванному скачком уплотнения. Для случая с турбулизатором (рис. 4-12,*а*) безразмерная толщина пограничного слоя вначале довольно быстро уменьшалась до значения, равного $\sim$10, затем оставалась постоянной (турбулентный слой перешел в ламинарный) и уже при $Re_x = 2{,}15 \cdot 10^5$ резко возрастала (ламинарный слой снова перешел в турбулентный в зоне скачка уплотнения).

Совершенно аналогичные результаты были получены и при исследовании пограничного слоя на выпуклой стенке канала. Эти результаты показывают некоторые особенности обратного перехода. Очевидно, что переходная зона в случае обратного перехода должна иметь большую протяженность, так как необходим значительный участок течения для вырождения турбулентности. Естественно, что длина этого участка будет зависеть от величины градиента скорости. Кроме того, как известно, возможен мгновенный переход ламинарного режима

в турбулентный (например, при высоте бугорков шероховатости больше предельной), а в случае обратного перехода это принципиально невозможно — зона перехода должна иметь протяженность.

Обычно при оценке устойчивости течения основным критерием устойчивости является число Рейнольдса. На рис. 4-13 представлено изменение числа $Re^{**} = c_{x\,макс}\delta^{**}/\nu$ и $Re^{**}_{кр}$, подсчитанного по эмпирическому соотношению А. П. Мельникова, для прямой и выпук-

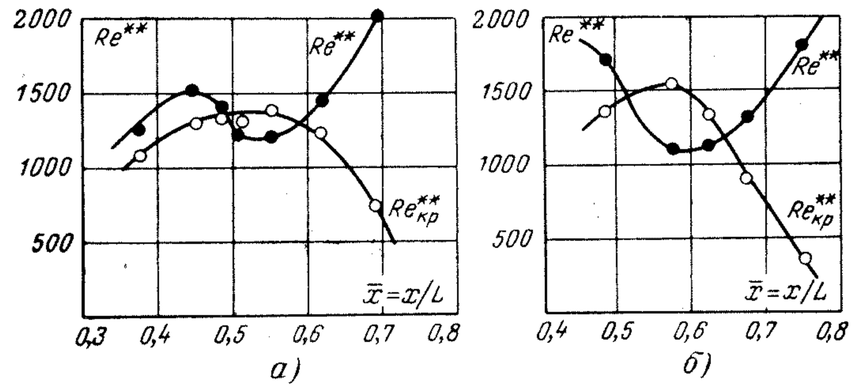


Рис. 4-13. Изменения чисел Re^{**} и $Re^{**}_{кр}$ вдоль стенок криволинейного канала.

а — выпуклая спинка; *б* — прямая стенка.

лой стенок в косом срезе канала с турбулизатором при $\varepsilon_a = 0{,}23$ и $\varepsilon_a = 0{,}286$ соответственно. На рис. 4-13 для выпуклой стенки отчетливо видно, что за турбулизатором число $Re^{**}_{кр}$ меньше, чем Re^{**}, т. е. пограничный слой турбулентный. При движении вдоль стенки $R^{**}_{кр}$ увеличивается, а Re^{**} уменьшается и в сечении с координатой $\bar{x} = 0{,}490$ две кривые пересекаются. При $\bar{x} \geqslant \geqslant 0{,}490$ число $R^{**} < Re^{**}_{кр}$, т. е. слой стал ламинарным — произошел «обратный» переход. При $\bar{x} > 0{,}590$ число Re^{**} вновь оказывается больше $Re^{**}_{кр}$ и на стенке устанавливается турбулентный режим течения в пограничном слое.

Следует отметить удовлетворительное совпадение места перехода турбулентного режима течения в ламинарный, определенного двумя методами: как точки пересечения кривых $Re^{**}(\bar{x})$ и $Re^{**}_{кр}(\bar{x})$ на рис. 4-13 и как начала плоского участка на кривой зависимости безразмерной толщины пограничного слоя от Re_x (рис. 4-12). Их координаты соответственно равны 0,490 и 0,509.

Таким образом, экспериментальное исследование пограничного слоя на различных моделях подтвердило возникновение перехода турбулентного пограничного слоя в ламинарный, или «обратного» перехода, при больших продольных отрицательных градиентах давления.

Максимальные отрицательные градиенты давления отвечают околозвуковым течениям газа. Следовательно, при переходе через скорость звука возможность вырождения турбулентности оказывается максимальной. «Обратный» переход — важная особенность околозвуковых течений вязкого газа, являющаяся причиной отрыва потока при возникновении скачка уплотнения непосредственно за участком обратного перехода, где пограничный слой ламинарный.

Экспериментальные исследования показали, что переход турбулентного пограничного слоя происходит постепенно на значительном переходном участке. По предварительным данным этот участок имеет протяженность порядка $(15 \div 25)\,\delta$ (δ — физическая толщина пограничного слоя в начале зоны перехода). Однако протяженность зоны перехода должна зависеть от величины градиента скорости и нуждается в уточнениях. Важное значение имеет также определение условий, необходимых для обратного перехода, т. е. определение соотношения между величиной градиента скорости (или интенсивностью охлаждения стенки) и протяженностью зоны перехода.

Необходимо специально подчеркнуть, что во многих случаях в резко конфузорных потоках газа будет происходить лишь частичное вырождение турбулентности в пограничном слое и ядре течения. Частичное вырождение турбулентности приводит к характерной деформации профиля скорости у стенки, выражающейся в уменьшении местных скоростей. Воздействие положительных градиентов давления на поток с частично выродившейся турбулентностью также приводит к его отрыву.

Явление частичной или полной ламинаризации потока при околозвуковых скоростях обнаруживается и в тех случаях, когда толщина пограничного слоя на входе в диффузор достигает больших значений.

В конфузорном течении обратный переход в пограничном слое, связанный с частичным или полным вырождением турбулентности, приводит к уменьшению потерь на трение.

Исследование пограничного слоя в диффузорах, результаты которого приведены на рис. 4-1 и 4-2, показывает, что при знакопеременных градиентах давления на подводящем и входном участках диффузора наблюдается явление частичного или полного вырождения турбулентности. Особенности течения на этих участках при околозвуковых скоростях, выражающиеся в увеличении градиентов давления в конфузорной и диффузорной областях, должны приводить к кризисному возрастанию потерь в связи с неизбежным отрывом на входных участках диффузоров. В этом аспекте становятся вполне понятными результаты эксперимента, показавшего зависимость $\lambda_{кр}$ от числа Рейнольдса, так как возможность частичного или полного гашения турбулентности определяется величиной Re_1.

Основные закономерности «обратного» перехода, изложенные выше, хорошо подтверждаются данными других исследователей. Кратко остановимся на некоторых из этих работ.

Интересные исследования структуры потока при воздействии больших ускорений были выполнены в конце 50-х годов Сенно [Л. 168] и А. А. Сергеенко и В. К. Грецовым [Л. 94]. В [Л. 168] изучался пограничный слой на спинке профиля турбинной сопловой решетки. Пограничный слой в горловом сечении был всегда ламинарным, даже в том случае, когда до горла фиксировался турбулентный режим течения. Характер течения до горла почти не влиял на структуру пограничного слоя вблизи горла. За минимальным сечением поток снова становился турбулентным, что подтверждали измерения пульсаций и появление шума в стетоскопе. Анализ структуры течения был осуществлен на основе теории трехмерного ламинарного пограничного слоя, причем сходимость расчета и эксперимента оказалась удовлетворительной. Значения числа Рейнольдса в горловом сечении были $Re^{**}<600$, что подтверждает устойчивость такого течения.

В [Л. 94] изложены результаты испытаний осесимметричного сверхзвукового сопла. Измерялись профили скорости на предвключенном участке и на выходе из сопла. Измерения проводились на двух режимах: при давлениях в ресивере 0,3 и 1,0 *бар*. Для обоих режимов градиенты скорости на оси были равны соответственно $dc_{макс}/dx=2\,730$ 1/*сек* (в горле) и 2 720 1/*сек* (на выхо-

де из сопла). Профили скорости на выходе из сопла в первом режиме имели распределение, характерное для ламинарного режима, хотя на предвключенном участке слой был всегда турбулентным. На втором режиме никаких особенностей не было отмечено.

Подробное изучение вырождения турбулентности проводилось группой сотрудников под руководством А. А. Гухмана. Часть работ (они были выполнены в 50-х и начале 60-х годов) основывалась на использовании расчетного аппарата одномерной модели. В качестве рабочих участков использовались сверхзвуковые сопла малой конусности с углом раствора менее 1°. На основе тщательных измерений распределения статического давления и (в опытах с теплообменом) локальных тепловых потоков вдоль сопла определялись коэффициенты трения и теплоотдачи по длине канала. Эти экспериментальные величины и являлись основой для анализа структурных изменений в потоке. Такой метод, естественно, не мог привести к достоверным выводам, так как он основан на существенно важных допущениях, справедливость которых необходимо доказать. В этой связи более интересно непосредственное изучение структуры потока [Л. 24а]. Рабочими участками служили те же каналы малой конусности. Экспериментальная установка позволяла в широком диапазоне изменять числа Рейнольдса независимо от числа Маха. Измерялись профили скорости перед входом в сопло и на выходе из него на различных расстояниях от горловины. Исследования показали следующее:

1. Под влиянием отрицательных градиентов давления турбулентность в потоке начинает вырождаться, что при определенных условиях приводило к перестройке профиля скорости. Одновременно под действием больших ускорений толщина пограничного слоя значительно уменьшалась.

2. Устойчивость изменений в структуре пограничного слоя существенно зависела от числа Рейнольдса и Маха. Только при малых Re_1 поток был устойчивее и сохранял ламинаризированную форму профиля на расстоянии порядка 2 калибров за горлом. При больших числах Re_1 даже в сечениях, близких к горловине, не было обнаружено ламинаризированных профилей.

3. Эффект ламинаризации характеризовался наличием двух областей в пограничном слое: пристеночной

с распределением скорости, близким к ламинарному, и внешней с профилем скорости, близким к турбулентному. Величина пристеночной области на порядок превышала толщину вязкого подслоя. В соответствии с характером распределения скорости сопротивление трения ламинаризированного потока было по расчету значительно (в 2—2,5 раза) меньше сопротивления турбулентного пограничного слоя для условий, при которых наблюдался обратный переход.

4. Глубина изменений, которые происходили под действием больших отрицательных градиентов давления, зависела от условий течения (величины ускорения потока, чисел Re_1 и M_1). При этом величины отрицательных градиентов и время их воздействия выступали как взаимосвязанные причины одного явления. Глубина ламинаризации зависела от комбинации этих факторов.

5. В наибольшей степени эффект вырождения проявлялся на некотором расстоянии от места воздействия больших ускорений. В некоторых случаях, по-видимому, вторичный переход успевал произойти раньше, чем проявлялась ламинаризация.

Естественно, что как результаты, полученные авторами, так и данные других исследователей, описанные выше, не исчерпывают всей сложности и своеобразия проблемы обратного перехода. Необходимы дополнительные исследования с применением малоинерционных зондов, позволяющих измерять спектр пульсаций параметров, корреляцию между пульсациями и т. п. Подобные измерения помогут глубже понять природу обратного перехода.

В заключение необходимо подчеркнуть, что впервые обнаруженное в работах А. А. Гухмана и М. Е. Дейча явление обратного перехода в конфузорных потоках газа находится в полном соответствии с выводами теории устойчивости.

4-3. Движение газа в сверхзвуковых диффузорах

Сверхзвуковые диффузоры находят широкое применение в качестве составного элемента летательных и других аппаратов и двигателей, а также экспериментальных установок. Ниже рассматриваются только трубные диффузоры, применяемые в аэродинамических трубах, эжекторах, МГД-генераторах и т. д. Некоторый

интерес подобные диффузоры представляют и для специальных турбинных ступеней, имеющих сверхзвуковые скорости на выходе из рабочей решетки. Поэтому даже краткое рассмотрение особенностей физического процесса в сверхзвуковых диффузорах представляется вполне оправданным.

Из основного уравнения одномерного течения [Л. 25] следует, что торможение сверхзвукового потока можно осуществить в трубе переменного сечения, входная часть которой выполнена суживающейся, а выходная — расширяющейся. В первой части скорость уменьшается и достигает критического значения в минимальном сечении. Тогда в расширяющейся части продолжается процесс сжатия дозвукового потока.

Сверхзвуковые диффузоры можно разделить на два основных типа:

1) без центрального тела;
2) с центральным телом.

В пределах каждого типа диффузоры могут быть разделены на диффузоры с многоскачковым, изоэнтропийным и комбинированным сжатием. Различие указанных типов легко уяснить из рассмотрения схем на рис. 4-14.

Диффузоры без центрального тела осуществляются по схемам, приведенным на рис. 4-14,*а* и *б*. В качестве «идеального» диффузора с изоэнтропийным сжатием можно использовать сверхзвуковое сопло с профилированными стенками, предполагая течение в нем обращенным. Благодаря плавности профилированных стенок, в каждой точке которых поток совершает поворот на малый угол, во входной части диффузора должна возникнуть система слабых волн сжатия (характеристик). Проходя эту систему, поток тормозится изоэнтропийно. Система слабых волн сжатия при этом полностью совпадает с системой слабых волн разрежения (характеристик) в расширяющейся части сопла. В горловине поток приобретает критическую скорость ($\lambda=1$). В расширяющейся части диффузора скорости дозвуковые, уменьшающиеся в направлении потока. В действительности, однако, такой диффузор осуществить не удается, так как течение в нем оказывается неустойчивым: малые возмущения на входе приводят к конечным возмущениям на выходе. Это объясняется тем, что при небольшом уменьшении числа M_1 на входе в минимальном сечении

не устанавливается критическая скорость, в результате чего перед суживающейся частью возникает отошедшая волна.

Поле потока, поступающего из сопла Лаваля, как правило, неравномерно и насыщено скачками. Кроме того, вследствие возникновения потерь во входной части

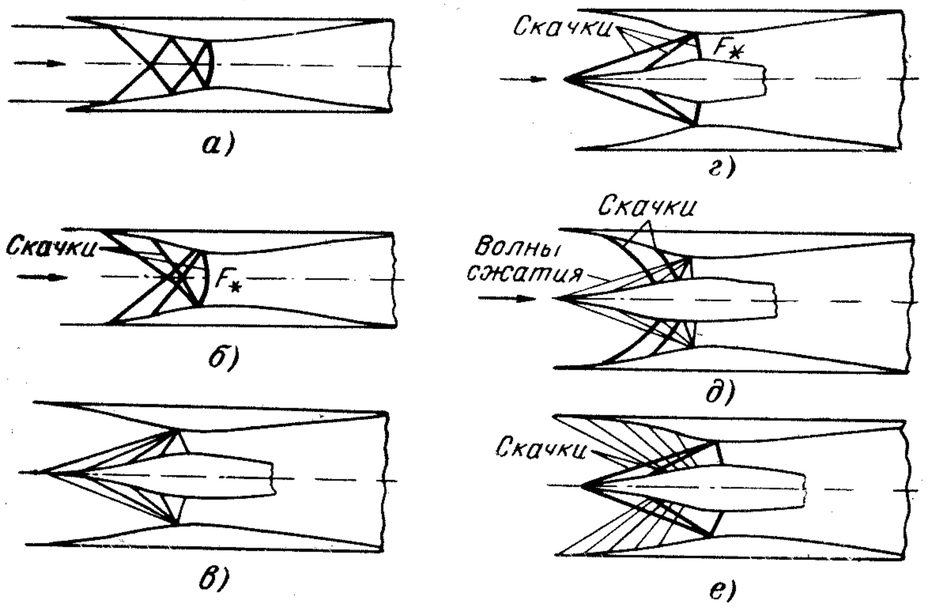


Рис. 4-14. Принципиальные схемы сверхзвуковых трубных диффузоров.

и образования пограничного слоя характер изменения проходных сечений не будет соответствовать расчетному. В результате во входной части возникает система скачков. Поэтому более целесообразным следует считать ступенчатое торможение сверхзвукового потока на входе в специально организуемой системе косых скачков уплотнения. Система скачков может быть организована двумя различными способами. Один из них заключается в том, что стенки входного участка выполняют с изломами (рис. 4-14,*б*). При обтекании угловых поворотов потоком со сверхзвуковой скоростью возникают косые скачки уплотнения, интерферирующие вблизи оси канала и со стенками входной части. В зависимости от числа угловых поворотов и условий организации потока в точках выхода скачков на стенку интенсивность скачкового торможения может быть различной.

Лучшие результаты можно получить с помощью профилированной иглы, обеспечивающей либо изоэнтропийное (рис. 4-14,*в*), либо скачковое (рис. 4-14,*г*) сжатие потока. Кольцевые сверхзвуковые диффузоры с центральным телом (регулирующей иглой), имеющим осевое перемещение, оказываются более экономичными при переменных режимах работы. Возможно применение комбинированных схем диффузоров, обеспечивающих изоэнтропийное или скачковое, а также смешанное сжатие на стенке и при обтекании центрального тела (рис. 4-14,*д* и *е*).

Следует подчеркнуть, что для уменьшения волновых потерь на входе используется также система отраженных скачков.

Таким образом, характерным признаком любого сверхзвукового диффузора является участок сжатия, расположенный за входным сечением.

Сравнительные достоинства и недостатки различных схем входной части сверхзвуковых диффузоров могут быть установлены в основном экспериментально. При этом лучшие схемы должны отвечать следующим требованиям:

1. Потери кинетической энергии (потери давления торможения при данном значении числа M_1) должны быть минимальными.

2. Поле скоростей за диффузором должно быть равномерным.

3. Диффузор должен иметь удовлетворительные характеристики в широком диапазоне режимов.

Возможность удовлетворить указанным требованиям связана не только с отработкой входной части сверхзвукового диффузора. Как показывает более детальный анализ физических процессов, происходящих в диффузоре, наиболее важным является участок вблизи горлового (минимального) сечения. С учетом процессов, происходящих вблизи горла, следует оценивать совершенство той или иной конструкции. Действительно, как показывают опыты, максимальные положительные продольные градиенты давления на поверхности центрального тела и на контуре диффузора обнаруживаются вблизи горлового сечения. Как указывалось в § 4-1, эта особенность характерна для околозвуковых скоростей, причем направление изменения давления по потоку (конфузорное или диффузорное) не имеет значения. Следовательно,

независимо от интенсивности сжатия на входном участке в горловине диффузора расположена область с максимальными продольными градиентами давления. Очевидно, что на этом участке с максимальной диффузорностью наиболее вероятен отрыв пограничного слоя или наиболее интенсивное его набухание.

Опыты подтверждают возникновение отрывов вблизи горлового сечения, где продольные градиенты давления достигают максимальных значений. Отсюда следует что профилирование стенки и центрального тела сверхзвуковых диффузоров в зоне горлового сечения приобретает исключительное значение. Основная задача сводится к уменьшению продольных градиентов давления на этом участке и организации отсоса пограничного слоя в сечениях, расположенных перед отрывом.

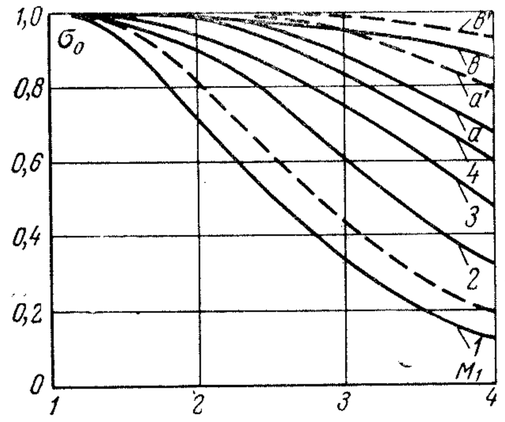


Рис. 4-15. Теоретические величины коэффициента восстановления давления торможения σ_0 в различных системах скачков уплотнения при внешнем и внутреннем сжатии в сверхзвуковом диффузоре (цифры у кривых соответствуют числу скачков).

Имея в виду отмеченные особенности околозвуковых диффузорных течений, можно полагать, что при правильной организации потока на входе максимальные потери энергии возникают в зоне минимального сечения и на начальном участке расширяющейся дозвуковой части.

Представляет значительный интерес сравнение диффузоров со скачковым и изоэнтропийным сжатием. Известно, что число скачков, необходимое для эффективного сжатия, зависит от рабочего диапазона чисел M_1. Этот вывод подтверждается зависимостями на рис. 4-15, построенными для идеального газа. Здесь кривые *1—4* относятся к оптимальным многоскачковым диффузорам. Как видно, сжатие в трехскачковой системе при $M_1 \leqslant 1{,}8$ не дает заметного преимущества по сравнению с двухскачковой. В диапазоне $M_1 = 2{,}0 \div 2{,}5$ трехскачковая система дает выигрыш в восстановлении

давления торможения от 5 до 10%. При больших числах M_1 целесообразно использование четырех или пяти скачков, однако в этих случаях следует применять комбинированное сжатие.

Достижимые значения коэффициента восстановления давления торможения при изоэнтропийном сжатии с фокусировкой волн Маха в одной точке показаны на рис. 4-15 кривыми *a* и *b*. Меньшее восстановление (кривая *a*) относится к случаю, когда выполняется требование равенства давлений с двух сторон поверхности разрыва за точкой фокусировки.

Кривые *a′* и *b′* на рис. 4-15 построены в предположении комбинированного изоэнтропийного сжатия для диффузоров с фиксированной геометрией. Эти данные показывают, что изоэнтропийные диффузоры имеют заметное преимущество. Следует учитывать, что это преимущество будет бóльшим, если учесть взаимодействие скачков с пограничным слоем, в результате которого происходит интенсивное взбухание, а в некоторых случаях и отрыв слоя. Влияние трения и отрыва на восстановление полного давления, не учтенное при построении кривых на рис. 4-15, особенно велико при малых числах Рейнольдса и больших числах M_1.

Следует отметить, что в диффузорах с переменной геометрией (регулируемые диффузоры) величина восстановления давления торможения может быть существенно более высокой.

4-4. Характеристики околозвуковых и сверхзвуковых диффузоров

При больших скоростях движение газа в диффузоре (дозвуковых и сверхзвуковых) его характеристики определяются с учетом сжимаемости. Для сверхзвуковых диффузоров будем использовать введенные выше (см. § 2-2) следующие характеристики: к. п. д. диффузора $\eta_д$ (энергетический к. п. д. $\eta_{д.э}$ и условный к. п. д. $\eta'_д$), коэффициент восстановления давления торможения σ_0 и степень сжатия σ.

Сечения сверхзвукового диффузора рассчитываются по уравнению неразрывности, которое (для суживающейся части) можно записать в виде:

$$\rho_1 \lambda_1 F_1 = \rho'_* \lambda'_* F_{*д},$$

где ρ'_* и λ'_* — плотность и скорость в минимальном сечении диффузора $F_{*д}$; F_1 — входное сечение диффузора.

После преобразования получим:

$$\frac{F_1}{F_{*д}} = \frac{\frac{\rho'_*}{\rho'_{0*}}\lambda'_*\rho'_{0*}}{\frac{\rho_1}{\rho_{01}}\lambda_1\rho_{01}} =$$

$$= \left(\frac{1-\frac{k-1}{k+1}\lambda'^2_*}{1-\frac{k-1}{k+1}\lambda_1^2}\right)^{\frac{1}{k-1}} \frac{\lambda'_*}{\lambda_1}\cdot\frac{p'_{0*}}{p_{01}} = \frac{q'_*}{q_1}\cdot\frac{p_{0*}}{p_{01}} = \frac{q'_*}{q_1}\sigma_{01},$$

где q_1, q'_* — приведенные расходы газа во входном и минимальном сечениях.

Если в минимальном сечении устанавливается критическая скорость $\lambda'_*=1$ ($q'_*=1$), то

$$\frac{F_1}{F_{*д}} = \frac{\sigma_{01}}{q_1}. \qquad (4\text{-}2)$$

Коэффициент восстановления давления торможения во входном участке диффузора определяется по формуле [Л. 25]

$$\sigma_{01} = \left[\frac{1-m\lambda_1^2}{1-m\lambda_1^2(1-\zeta_{д1})}\right]^{\frac{k}{k-1}}, \qquad (4\text{-}3)$$

где $m=\frac{k-1}{k+1}$; $\zeta_{д1}$ — коэффициент потерь в суживающейся части диффузора.

Подстановка σ_{01} в формулу (4-2) дает:

$$\frac{F_1}{F_{*д}} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{1}{k-1}} \frac{1-m\lambda_1^2}{\lambda_1\left[1-m\lambda_1^2(1-\zeta_{д1})\right]^{k/k-1}}. \qquad (4\text{-}2а)$$

Формула показывает, что с увеличением потерь в суживающейся части отношение сечений $F_1/F_{*д}$ уменьшается. Отсюда также следует, что при фиксированном значении $F_1/F_{*д}$ изменение параметров на входе приводит к изменению потерь в суживающейся части.

Сравнивая два режима течения при одинаковых начальных условиях с различными потерями, из выражения (4-2а) можно получить зависимость, показывающую,

445—13

что минимальное сечение диффузора должно увеличиваться пропорционально изменению давления торможения в сечении $F_{*д}$:

$$\frac{F_{*д}}{F'_{*д}} = \frac{p'_{0*}}{p_{0*}}$$

или

$$\frac{F_1}{F'_{*д}} = \frac{F_1}{F_{*д}}\cdot\frac{p'_{0*}}{p_{0*}}.$$

Здесь величины параметров без штриха относятся к одному режиму, а со штрихом — к другому.

Для расчета входной части сверхзвукового диффузора необходимо знать величину коэффициента потерь $\zeta_{д1}$, а следовательно, структуру и положение скачков уплотнения на этом участке. Система скачков на входе подбирается из условия минимальных волновых потерь. При выбранной и рассчитанной системе скачков нетрудно определить восстановление полного давления и коэффициент волновых потерь в системе скачков [Л. 25].

Затем по распределению давлений на поверхностях центрального тела и входной части производится расчет пограничного слоя на сверхзвуковом участке и определяются потери на трение. Далее профилируется участок минимальных сечений и расширяющаяся выходная часть. Выходная часть диффузора рассчитывается по выбранному рациональному распределению давлений или на основании опытных данных. Результаты расчета пограничного слоя позволяют установить потери энергии и в дозвуковой части диффузора. При небольших сверхзвуковых скоростях ($M_1\approx 1{,}3\div 1{,}4$) можно принять, что во входной части расположен только один прямой скачок. Величина $\zeta_{д1}$ при этом будет зависеть от положения прямого скачка. Если скачок образуется в сечении F_1, то потери энергии будут максимальными; если скачок

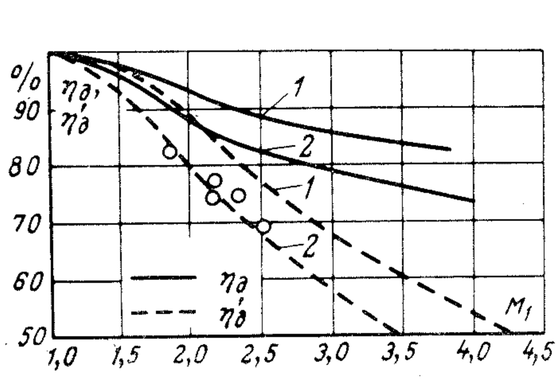


Рис. 4-16. Зависимость к. п. д. диффузоров от числа Маха M_1 на входе; $k=1{,}4$.

расположен в узком сечении, то потери значительно снизятся.

Для иллюстрации на рис. 4-16 приведены соответствующие расчетные значения к. п. д. диффузора $\eta_д$ и $\eta'_д$ для двух предельных случаев (*1* — с прямым скачком в горловине и *2* — с прямым скачком во входном сечении), а также опытные точки. Сравнение показывает удовлетворительное совпадение расчетных и опытных величин.

Выходное сечение диффузора определяется по уравнению неразрывности. Коэффициент потерь в расширяющейся части диффузора в первом приближении можно принять по данным испытаний дозвуковых диффузоров. Скоростью на выходе из диффузора задаются.

Полный коэффициент потерь в диффузоре находится по формуле (при $\lambda'_* = 1$)

$$\zeta_д = 1 - \eta_д = \zeta_{д1} + \frac{\zeta_{д2}}{\lambda_1^2}.$$

Давление торможения за диффузором определяется по соотношению (4-3):

$$p_{02} = p_{01}\left[\frac{1 - m\lambda_1^2}{1 - m\lambda_1^2(1 - \zeta_д)}\right]^{\frac{k}{k-1}}. \qquad (4\text{-}3а)$$

Следует еще раз подчеркнуть необходимость тщательного профилирования стенок в зоне горлового (минимального) сечения, обеспечивая весьма плавный переход к этому сечению линиями малой кривизны. Очевидно, что профилирование начального участка расширяющейся части диффузора должно быть также подчинено условию плавного изменения сечения по потоку, так как и здесь скорости течения близки к звуковым.

Выходной дозвуковой участок профилируется, исходя из условий, описанных в гл. 3. В простейшем случае этот участок можно выполнять с прямолинейными образующими.

При околозвуковых и небольших сверхзвуковых скоростях на входе ($M_1 < 1{,}3$) применяют обычные расширяющиеся дозвуковые диффузоры. В этом случае перед расширяющейся частью возникает прямой скачок уплотнения, в котором поток переходит к дозвуковым скоростям. В расширяющейся части продолжается сжатие

дозвукового потока. Потери в таком диффузоре могут быть умеренными, так как при $M_1 < 1{,}3$ волновые потери в прямых скачках невелики. Расчет диффузоров может быть осуществлен по следующей схеме. Определяется отношение давлений, соответствующее появлению критической скорости во входном сечении, с помощью полуэмпирической формулы

$$\frac{p_{2кр}}{p_{01}} = \varepsilon_* + (1 - \varepsilon_*)\sqrt{1 - \frac{1}{n\sigma_0}}, \qquad (4\text{-}4)$$

где $\sigma_0 = p_{02}/p_{01}$ — коэффициент восстановления давления торможения; p_{01}, p_{02} — давления торможения до и после диффузора; $\varepsilon_* = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$ — критическое отношение давлений; n — степень расширения диффузора; $p_{2кр}$ — искомое давление на выходе, соответствующее такому предельному режиму.

Если заданное отношение p_2/p_{01} меньше рассчитанного по формуле (4-4) значения, то диффузор работает со скачком уплотнения в расширяющейся части. В этом случае на основании теории переменных режимов сверхзвуковых сопл [Л. 25] находится положение скачка, его интенсивность и проверяется возможность безотрывного течения (см. рис. 4-4). При безотрывном течении определяются потери энергии в скачках и потери трения за скачком. Потерями на конфузорном участке до скачка можно пренебречь.

При решении вопроса о возникновении отрыва следует учитывать возможность обратного и прямого перехода в пограничном слое. В зависимости от режима течения в пограничном слое скачок может вызвать отрыв. При ламинарном режиме отрыв наблюдается, как правило, во всех случаях.

4-5. Переменные режимы и некоторые результаты опытного исследования сверхзвуковых диффузоров

Рассмотрим некоторые особенности работы сверхзвуковых диффузоров без центрального тела при нерасчетных условиях. Режим в диффузоре может измениться в результате изменения параметров потока на входе (M_1, p_1, p_{01}) и, следовательно, расхода газа и давления на выходе p_2.

Допустим вначале, что параметры потока на входе и расход газа через диффузор остаются неизменными, и проследим влияние изменяющегося противодавления p_a. Предположим, что в начальном сечении скорость равна критической, а давление среды значительно ниже расчетного ($p_a<p_{2m}$). В этом случае расширяющаяся часть диффузора работает как сверхзвуковое сопло. На срезе выходной части в зависимости от p_a возникают волны разрежения или косые скачки. По мере повышения p_a в выходном сечении располагается мостообразный скачок; дальнейшее увеличение p_a приводит к смещению скачка внутрь расширяющейся части к минимальному сечению. При предельном противодавлении $p_a=p_{2m}$ скачок располагается в горловине диффузора (узкое сечение) и поток в расширяющейся части является полностью дозвуковым. Такому режиму со скачком в горловине соответствует максимальная степень сжатия в диффузоре.

Соответствующие графики распределения давлений вдоль диффузора без центрального тела приведены на рис. 4-17,*а*. Кривая *OAC* отвечает предельному режиму работы диффузора с критическим давлением в минимальном сечении. Кривые *OAB*, *OADE* и др. соответствуют пониженным давлениям за диффузором $p_a<p_{2m}$, а кривая O_1A_1L — повышенному давлению $p_a>p_{2m}$. При этом давление в горловом сечении оказывается выше критического.

Рассмотрим теперь влияние изменений параметров потока на входе в диффузор. Допустим, что давление за диффузором поддерживается постоянным ($p_a<p_{2m}$). Безразмерная скорость на входе λ'_1 увеличивается. При дозвуковых скоростях на входе ($\lambda'_1<1$) в суживающейся части поток ускоряется и максимальная скорость достигается в узком сечении $F_{*д}$. По мере увеличения λ'_1 растут расход газа и скорость в узком сечении λ'_*.

При некотором значении $\lambda'_{1пр}<1$ скорость в сечении $F_{*д}$ равна критической ($\lambda'_*=1$). Дальнейшее увеличение расхода при неизменном статическом давлении перед диффузором становится невозможным. В соответствии с этим увеличение скорости $\lambda'_1>\lambda'_{1пр}$ повлечет за собой увеличение давления во входном сечении диффузора и во всех других сечениях суживающейся части; в результате при $\lambda'_1>1$ перед диффузором возникает скачок. С увеличением λ'_1 скачок приближается к диффузору и

при некотором значении λ'_1 располагается во входном сечении F_1. Если скачок на входе прямой, то в суживающейся части диффузора поток дозвуковой и ускоряется по направлению к минимальному сечению. Для того чтобы прямой скачок (или система скачков) проник в суживающую часть диффузора, необходимо дальнейшее увеличение скорости λ'_1.

Так как при движении скачка к горловине потери энергии уменьшаются, то в минимальном сечении может вновь возникнуть критическая скорость. В некоторых случаях при $p_a<p_{2m}$ с переходом в расширяющуюся часть поток продолжает ускоряться и становится сверхзвуковым. Тогда и в расширяющейся части диффузора возникают скачки. На таких режимах потери в диффузоре резко возрастают[1]. Рассмотренные режимы иллюстрируются графиками распределения давлений на рис. 4-17,*б*.

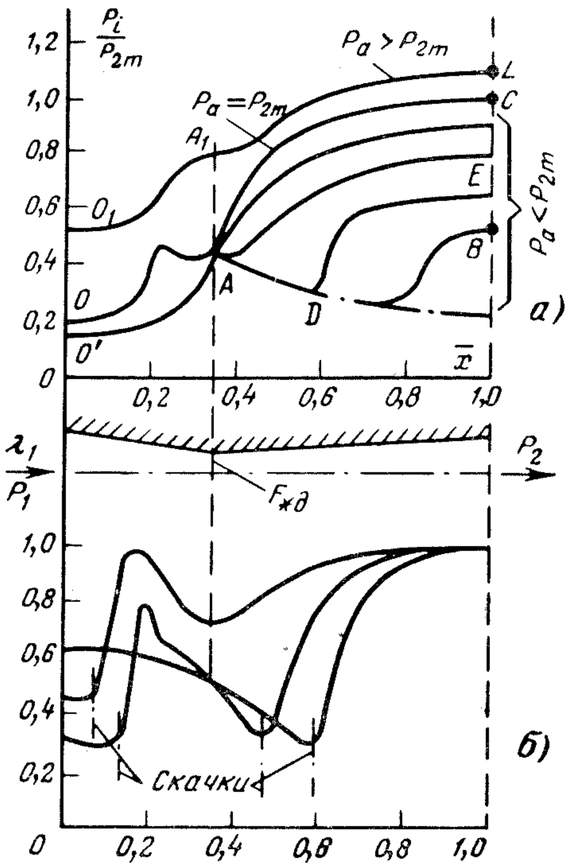


Рис. 4-17. Распределение давлений в сверхзвуковом диффузоре при различных режимах.
а — p_a=var; *б* — p_a=const; λ'_1=var; p_1=var.

При одновременном появлении скачков в суживающейся и расширяющейся частях диффузора кривые распределения давлений приобретают характерную петлеобразную форму.

Результаты опытов позволяют заключить, что форма и соотношения проходных сечений диффузора оказы-

[1] Рассматриваемый случай показан штрих-пунктирной линией на диаграмме рис. 2-5,*б*.

вают весьма большое влияние на его эффективность. Наиболее значительно влияет изменение углов суживающейся и расширяющейся частей, а также длина горловины. Исследования П. Симонса и др. [Л. 161] позволяют оценить влияние этих углов для простейшей схемы диффузора без центрального тела. На рис. 4-18 приведено распределение давлений по контуру сверхзвуковой аэродинамической трубы для трех углов расширяющейся части диффузора, показывающее, что наибольшее

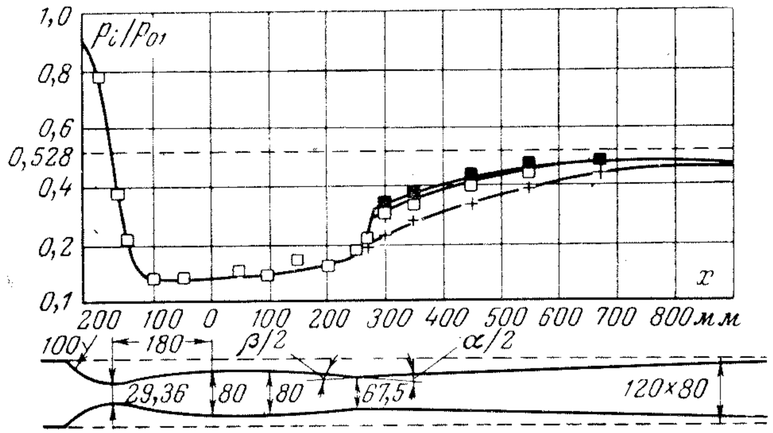


Рис. 4-18. Распределение давлений по контуру сверхзвуковой аэродинамической трубы при различных углах раскрытия дозвуковой части диффузора ($M_1=2{,}57$).

× — $\alpha=3°32'$; ● — $\alpha=5°36'$; □ — $\alpha=7°32'$.

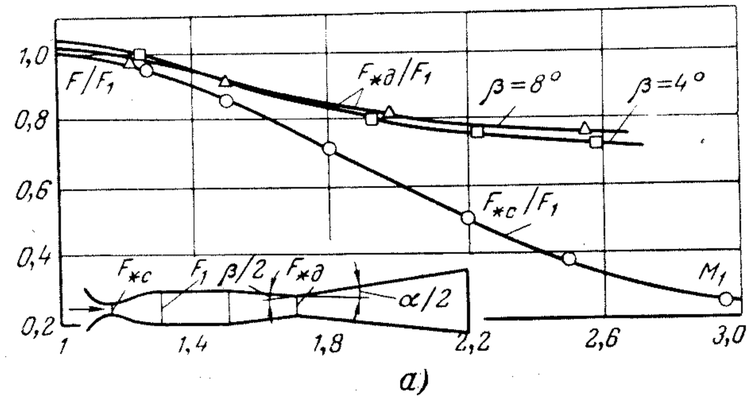
восстановление давления в расширяющейся части соответствует $\alpha\approx 6°$.

Влияние угла суживающейся части следует рассматривать в связи с выбором геометрического параметра $F_1/F_{*д}$ (или $F_{*д}/F_{*с}$, где $F_{*с}$ — площадь минимального сечения сопла, установленного перед диффузором). На рис. 4-19,*а* приведены зависимости этих геометрических параметров от числа M_1 перед диффузором. Отметим, что кривая для диффузора с меньшим углом β сходящегося участка, т. е. с большей его длиной, лежит ниже кривой, полученной для короткого сходящегося участка.

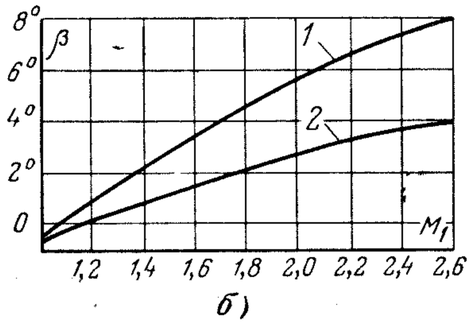
На рис. 4-19,*б* даны значения предельного угла суживающейся части, соответствующего минимально допустимой величине $F_{*д}/F_{*с}$. Следует отметить, что для околозвукового диффузора ($M_1\approx 1$) величина $\beta_{пр}\approx -1°$, т. е.

входной участок необходимо выполнять с небольшим расширением, компенсирующим нарастающий пограничный слой. Для короткого входного участка предельные углы β (кривая *1*) должны быть бóльшими, чем для длинного (кривая *2*).

Представляют интерес результаты сравнения двух типов диффузоров без центрального тела, выполненных



а)



б)

Рис. 4-19. Изменение относительных минимальных площадей диффузора в зависимости от числа M_1 (*а*) и предельные углы β суживающейся части сверхзвукового диффузора (*б*).

с суживающимся и расширяющимся ($\beta=-1°$) входным участком. При небольших сверхзвуковых скоростях оба диффузора равноценны (рис. 4-20). С увеличением M_1 преимущество диффузора с суживающимся входным участком становится очевидным, и при $M_1=2{,}9$ восстановление давления торможения в этом диффузоре больше на 25%.

Рассмотрение условий работы сверхзвукового диффузора при нерасчетных режимах (см. рис. 4-19) показывает, что отношение сечений $F_{*д}/F_1$ должно изменяться при изменении параметров потока на входе или на выходе. В период пуска отношение $F_{*д}/F_1$ должно быть максимальным. При эксплуатации любое нарушение режима

может быть частично компенсировано соответствующим изменением отношения $F_{*д}/F_1$.

Проанализируем более подробно переменные режимы диффузора с изменяющимся в процессе эксплуатации минимальным сечением. Если минимальное сечение постепенно уменьшается от $F_{*д}=F_1$ до того значения, при котором скорость $M_*=1$, то расход газа через диффузор будет сохраняться неизменным ($G=\rho_1 c_1 F_1$). Однако если площадь горловины будет и далее уменьшаться, то рас-

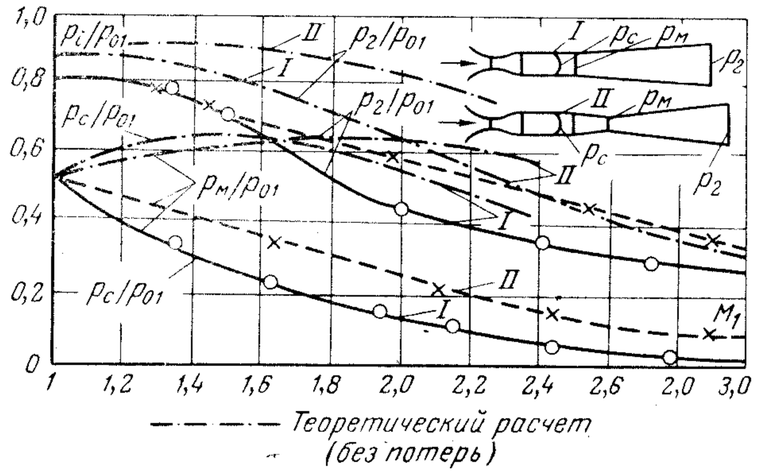


Рис. 4-20. Восстановление давления в сверхзвуковых диффузорах без суживающегося участка *I* (с небольшим расширением) и с суживающейся входной частью *II* по опытным данным (опыты П. Симонса [Л. 161]) и по расчету.

ход через диффузор снизится. При этом вблизи узкого сечения возникнет скачок уплотнения, так как суженная горловина представляет собой дополнительное сопротивление. Благодаря повышению энтропии в скачке давление в минимальном сечении будет падать, а скорость и температура сохранятся постоянными. Вследствие уменьшения плотности ρ_* расход уменьшится в еще большей степени и скачок сместится против потока. При этом интенсивность скачка возрастет. Движение скачка против потока будет продолжаться до тех пор, пока он не выйдет за пределы входного сечения F_1; в зависимости от формы подводящего участка положение скачка относительно F_1 может быть различным. Если во входном участке за скачком будет обеспечена возможность перепуска части газа за пределы диффузора, то при дальнейшем уменьшении $F_{*д}$ скачок переместится против

потока к соплу Лаваля, обеспечивая необходимое уменьшение расхода через диффузор; интенсивность скачка будет сохраняться практически неизменной (рис. 4-21,*а*).

Рассматривая теперь обратный процесс — увеличение $F_{*д}$, можно заключить, что если $F_{*д}$ достигнет того значения, при котором впервые появился скачок, то скачок не исчезнет, так как уменьшенная плотность в горловине будет обусловливать частичное вытеснение массы газа за пределы диффузора. Следовательно, $F_{*д}$ необхо-

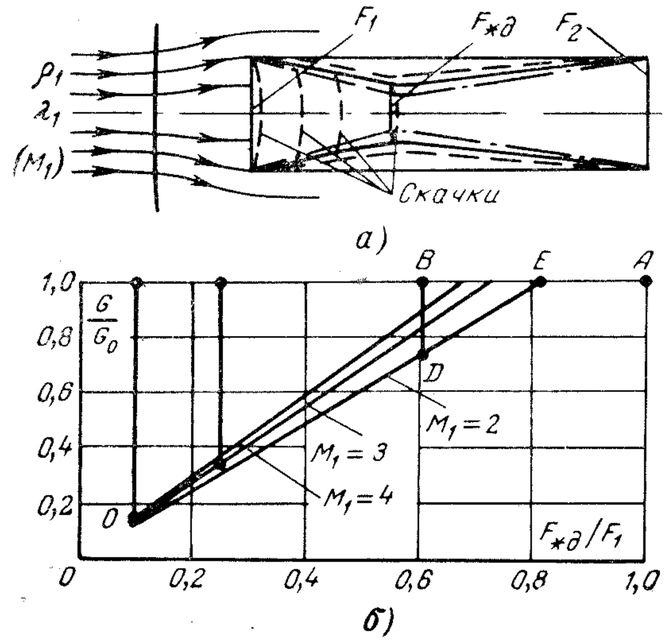


Рис. 4-21. Схема диффузора с регулируемым минимальным сечением (*а*) и его расходные характеристики (*б*) при различных режимах.

димо увеличивать до таких пределов, чтобы компенсировать уменьшение плотности в горловине. Последующее увеличение $F_{*д}$ приведет к перемещению скачка внутрь диффузора и обеспечит постоянный максимальный расход через диффузор.

Изложенное показывает, что в диффузоре с переменным сечением горловины будут наблюдаться гистерезисные явления. Графики на рис. 4-21,*б* иллюстрируют это. В диаграмме зависимости G/G_0 от $F_{*д}/F_1$ (G — расход через диффузор; $G_0=\rho_1 c_1 F_1$) можно указать точку A, соответствующую $F_{*д}=F_1 (G=G_0)$. По мере уменьше-

ния $F_{*д}$ расход сохраняется неизменным до точки B, которой соответствует $M_*=1$ в горловине; перед диффузором возникает скачок, и расход падает до значения в точке D. Дальнейшее уменьшение $F_{*д}$ приводит к изменению расхода по линии DO.

При увеличении $F_{*д}$ скачок перед диффузором сохраняется до того значения $F_{*д}$, которое соответствует точке E. К исходной точке A диффузор возвращается по линии $ODEA$. В результате образуется гистерезисная петля $EBDE$ и для того чтобы установить состояние потока в диффузоре при произвольном $F_{*д}$, необходимо знать, каким было направление изменения $F_{*д}$.

Необходимо подчеркнуть, что режимы со скачками уплотнения перед диффузором характеризуются резким возрастанием сопротивления. Размер гистерезисной петли зависит от числа M_1, с возрастанием которого отрезок BD перемещается влево (рис. 4-21,*б*). Следует отметить, что область между кривыми характеризует неустойчивые режимы работы диффузора, при которых скачок может появиться и исчезнуть.

Как указывалось, на практике применяются регулируемые сверхзвуковые диффузоры со ступенчатым торможением на входе (с центральным телом). В тех случаях, когда внутренний конус имеет возможность осевых перемещений, можно не только улучшить условия пуска и эксплуатации сверхзвукового диффузора, но и обеспечить более высокий к. п. д. при расчетном и нерасчетном режимах.

Таким образом, особенности работы сверхзвуковых диффузоров при переменных режимах отчетливо показывают, что многорежимные диффузоры должны быть выполнены регулируемыми. В трубных диффузорах применяются два способа регулирования режима: а) регулирующей иглой и; б) гибкими стенками в области минимального сечения. Кроме того, регулирование режима может быть осуществлено путем перепуска избытка расхода через отверстия в стенках дозвуковой части диффузоров и перепуска избытка газа через перфорированные стенки входного сверхзвукового участка диффузора.

Указанные способы регулирования основаны на использовании диффузоров с переменной геометрией. Следует отметить, что применение любого способа регулирования расхода через диффузор не снимает вопроса о целесообразности применения отсоса пограничного

слоя на участках поверхностей, где возможно возникновение отрыва или резкое взбухание слоя.

Опыты показали [Л. 127], что при отрывных течениях вблизи горла целесообразно выполнять участок постоянного сечения в зоне критической скорости, что способствует стабилизации отрыва. Опыты подтвердили также, что уменьшение угла раствора дозвуковой (расширяющейся) части диффузора на начальном участке и увеличение его на выходном участке дают положительный результат, если углы раствора не превосходят допустимых пределов. Этот результат подтверждает целесообразность такого профилирования в области околозвуковых скоростей, которое обеспечивает снижение продольных градиентов давления.

Большая серия опытов с нерегулируемыми сверхзвуковыми диффузорами описана в [Л. 128]*. Исследовалось влияние степени поджатия и формы входной части и влияние формы центрального тела на коэффициент восстановления давления торможения σ_0. Опыты проводились для односкачковых и многоскачковых центральных тел, причем скачки фокусировались на входной кромке обечайки. Для каждой ступени сжатия на центральном теле интенсивность скачков выбиралась меньше предельной, чтобы исключить отрыв пограничного слоя ($p_2/p_1<1{,}8$). Последний угловой поворот выбирался так, чтобы число M на передней кромке обечайки было на 0,1 больше числа M_1, при котором происходит отсоединение скачка. Полные углы раствора дозвукового диффузора составляли 6, 9 и 21°. Одна из моделей выполнялась с отсосом слоя на поверхности центрального тела непосредственно за скачком, отраженным от обечайки.

Форма диффузора и результаты опытов представлены на рис. 4-22. При изучении влияния внутреннего сжатия величина этого сжатия изменялась путем изменения формы внутренней поверхности обечайки и перемещением центрального тела. Соответствующие опытные кривые на рис. 4-22,*а* представляют относительное изменение давления торможения Δp_0 в долях теоретического значения коэффициента восстановления $\sigma_{0т}$. Опыты показали, что эффект от применения внутреннего сжатия

---

* В [Л. 128] приведены результаты исследования сверхзвукового диффузора воздушно-реактивного двигателя с так называемым комбинированным сжатием. Здесь приводятся некоторые данные, представляющие интерес при проектировании трубных диффузоров.

слабо изменяется в зависимости от системы скачков на входе, угла поднутрения обечайки и примерно линейно возрастает с увеличением $F_{*д}/F_1$.

Влияние отсоса пограничного слоя исследовалось для трехскачковой системы на входе (рис. 4-22,*б*). Опыты показали, что при увеличении количества отсасываемого

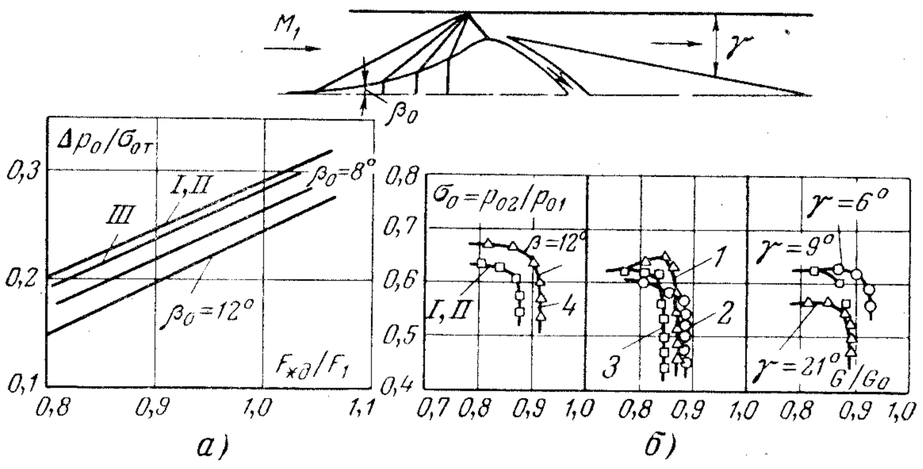


Рис. 4-22. Результаты экспериментального исследования плоского сверхзвукового диффузора с комбинированным сжатием [Л. 128].
а — римские цифры соответствуют числу скачков; *б*: *1* — оптимальный отсос; *2* — максимальный отсос; *3* — без отсоса; *4* — минимальный отсос.

воздуха свыше 1—3% коэффициент σ_0 уменьшается. При правильном выборе размеров щели и ее положения отсос позволяет повысить эффективность диффузора, давая повышение σ_0 на 2—3%.

Влияние дозвукового участка диффузора можно оценить также по кривым на рис. 4-22,*б*. Как видно, при переходе к большому углу раствора (21°) отмечается резкое падение коэффициента восстановления. Углы раствора 6—9°, по-видимому, близки к оптимальным, что совпадает с опытными данными на рис. 4-18.

Рассматриваемые опыты позволяют выявить рациональный способ организации сжатия на центральном теле. Максимальные значения σ_0 при данном M_1 дают четырехскачковая система и изоэнтропийный клин.

Как показывают расходные характеристики, действительный расход для большинства моделей оказался ниже расчетного. Это объясняется тем, что угол первого косого скачка системы был больше расчетного, а также тем, что горловое сечение было недостаточным. В этой

связи следует отметить специфические особенности расположения расходных характеристик сверхзвуковых диффузоров (рис. 4-22,*б*). Вначале с увеличением относительного расхода G/G_0 коэффициент восстановления изменяется слабо. При достижении критической скорости в горловом сечении действительный расход не изменяется, а коэффициент восстановления падает (вертикальный участок характеристики диффузора). Наличие этого участка объясняется дополнительными потерями в перестраивающейся системе скачков при изменении параметров невозмущенного потока и увеличением потерь в горловом участке диффузора.

В диффузорах с регулирующим клином (конусом) изменение скорости M_1 приводит к нарушению расчетной системы скачков. Режимы $M_1<M_{1р}$ вызывают особенно резкое возрастание волновых потерь, так как в этом случае образуются отраженные скачки. Исследование двух типов диффузоров при переменных скоростях на входе показали, что коэффициенты потерь при $M_1<M_{1р}$ возрастают более интенсивно для диффузоров с центральным телом. Минимальные потери соответствуют режимам, близким к расчетным.

Как уже отмечалось, попытки улучшить характеристики сверхзвуковых диффузоров должны быть ориентированы на улучшение течения вблизи горлового сечения. Наиболее целесообразным является организация отсоса пограничного слоя и применение турбулизаторов, расположенных на центральном теле. Имеющиеся опытные данные показывают, что при правильной организации отсоса (т. е. при правильном выборе формы, размеров и места расположения щели) отсос дает положительные результаты и увеличивает коэффициент восстановления полного давления [Л. 126].

Различные способы организации отсоса перед горловым сечением диффузора при постоянном числе $M_1=2{,}2$ были исследованы в [Л. 152]. Опыты показали (рис. 4-23), что отсос через щель совкового типа (вариант *I*) не приводит к заметному улучшению характеристик диффузора и коэффициент восстановления давления торможения оказывается минимальным, слабо зависящим от количества отсасываемого воздуха $\overline{\Delta G}$. Среднее значение коэффициента восстановления для варианта *I* равно $\sigma_0=0{,}835$ (расчетное значение $\sigma_0=0{,}939$). Значительно лучшие результаты были достигнуты при

использовании щели ступенчатого типа (вариант *II*). В этом случае при расходе отсасываемого воздуха $\overline{\Delta G}=2{,}8\%$ получен коэффициент восстановления $\sigma_0=0{,}87$, причем увеличение $\overline{\Delta G}>2{,}8\%$ должно приводить к даль-

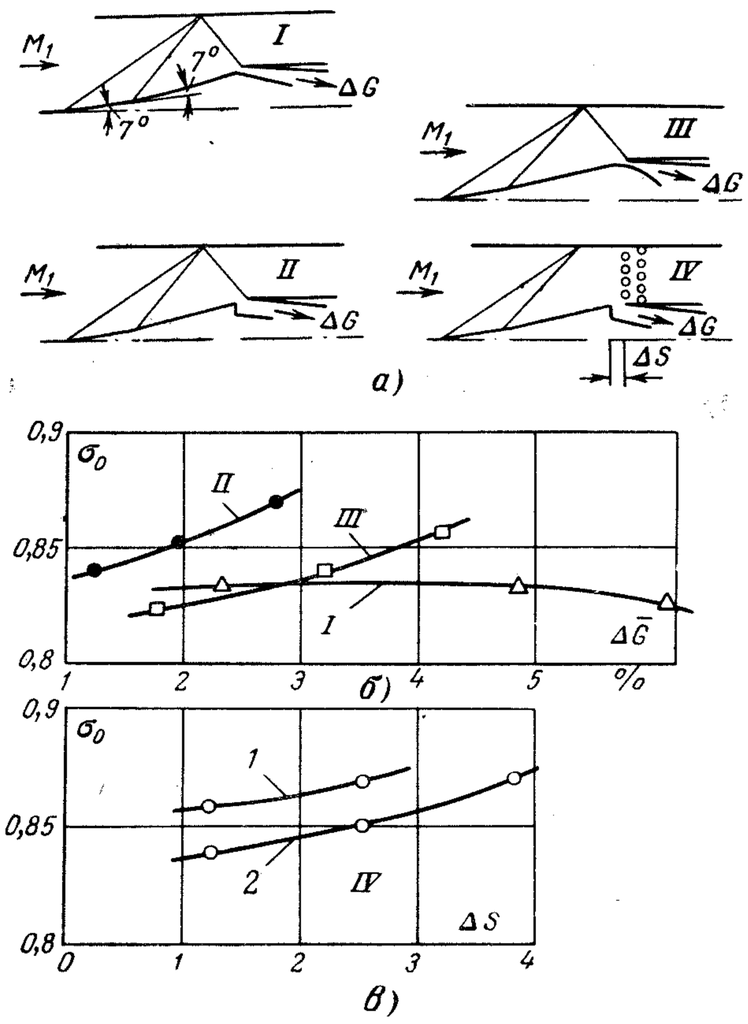


Рис. 4-23. Влияние различных способов организации отсоса (*а*) на характеристики диффузоров (*б* и *в*).

в: *1* — с отсосом на боковой стенке; *2* — без отсоса на боковой стенке.

нейшему повышению σ_0. Скругленная щель (вариант *III*) дает промежуточные значения σ_0, причем заметное снижение потерь энергии по сравнению с вариантом *I* достигается только при больших расходах отсасываемого воздуха.

Сопоставление трех вариантов отчетливо подтверждает преимущества варианта со ступенчатой щелью. Недостаток щели совкового типа состоит в том, что ее сопротивление оказывается значительным и перед нею возникает отсоединенный криволинейный скачок. Кроме того, щель выполнена выступающей в поток, что приводит к относительно большому изменению площади сечения в зоне околозвуковых скоростей, наиболее чувствительной к геометрическому воздействию. Очевидно, что скругленная щель обладает практически теми же недостатками.

Приведенные результаты объясняют и сравнительно небольшой эффект отсоса, иллюстрируемый графиками на рис. 4-22. Здесь также была использована скругленная щель для отсоса.

Организация отсоса с боковых стенок (вариант *IV*) привела к увеличению коэффициента восстановления полного давления примерно на 1,5% (рис. 4-23,*в*). При этом по приближенной оценке через отверстия в боковых стенках отсасывалось до 8% расхода воздуха через диффузор. Следует отметить, что принятая авторами схема отсоса через группу отверстий является неудачной, так как сопротивление такой системы оказывается значительным. Существенно лучшие результаты можно получить путем выполнения на боковых стенках вертикальных щелей или увеличения размера ступенчатой щели (вариант *II*) вблизи боковых стенок.

Резюмируя, заметим, что эффективность отсоса пограничного слоя перед горловым участком диффузора зависит от геометрических параметров входного (сверхзвукового) и выходного (дозвукового) участков диффузора. Изменения углов наклона поверхностей клина и угла раствора дозвукового участка приводят к изменению σ_0 при заданных значениях M_1 и $\overline{\Delta G}$. Качественно влияние этих факторов отражено на рис. 4-22. Рассматриваемые опыты показали, что это влияние обусловлено изменением числа Маха перед замыкающим скачком в зоне отсоса. Опыты подтвердили также заметное влияние числа Рейнольдса на σ_0. С ростом числа Re_1 потери в диффузоре снижались.

Опытами подтверждена также целесообразность применения турбулизаторов, расширяющих зону устойчивой работы диффузоров. Однако положительные результаты были достигнуты только при определенных положениях

турбулизаторов и соответственно правильном выборе их конструкции [Л. 127].

Очевидно, что рассматриваемые методы должны дополнять способы повышения эффективности сверхзвуковых диффузоров, основанные на рациональном профилировании горлового сечения и примыкающих к нему сверхзвукового и дозвукового участков.

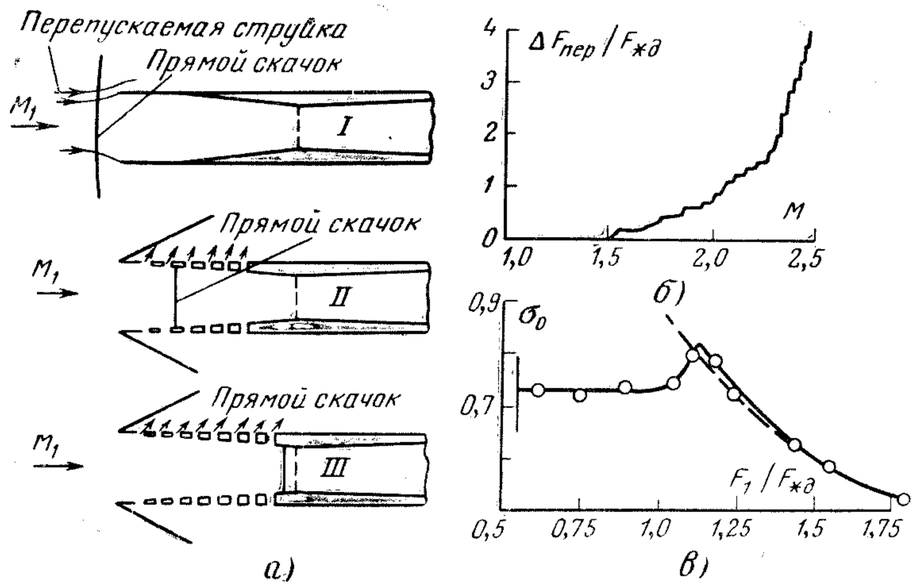


Рис. 4-24. Характеристики сверхзвукового диффузора с перфорированным входным участком [Л. 125].

а — схемы течения в диффузоре; *б* — относительная площадь перфорации в зависимости от числа М; *в* — коэффициенты восстановления давления торможения в зависимости от относительной площади входа.

Значительный интерес представляют результаты исследований сверхзвуковых диффузоров с перфорированными стенками сверхзвукового участка [Л, 125, 150]. В [Л. 125] представлены результаты исследований диффузора с перфорированной входной частью (рис. 4-24,*а*). Изменение коэффициента восстановления давления торможения σ_0 в зависимости от регулируемой относительной площади входного сечения показано на рис. 4-24,*в*. Максимальное значение коэффициента восстановления $\sigma_{0макс}=0{,}81$ было получено при отношениях площади входного сечения к площади сечения горла $F_1/F_{*д}=1{,}33$ и площади перфорированной поверхности к площади горла $\Delta F_{пер}/F_{*д}=4{,}28$. Дальнейшее увеличение $F_1/F_{*д}$ приводит к изменению σ_0 по закону, близкому к гиперболическому. При $F_1/F_{*д}\leqslant 0{,}6$ в диффузоре возникает неустойчивое движение (помпаж), характеризуемое пульсацией параметров. Действительное распределение отношения $\Delta F_{пер}/F_{*д}$ вдоль диффузора показано на рис. 4-24,*б* в зависимости от местного значения числа М в суживающемся участке диффузора.

Возвращаясь к рис. 4-24,*а*, отметим физические особенности течения газа в диффузоре с перфорированными стенками. При невключенной перфорации (схема *I*) перед диффузором возникает головной скачок, причем периферийная часть набегающего потока в пределах входного сечения перепускается в зону пониженного статического давления на внешней поверхности. За скачком течение дозвуковое и конфузорное.

При частично включенной перфорации (схема *II*) прямой скачок перемещается внутрь диффузора. Часть перфорации перепускает сверхзвуковой поток, давление в направлении к скачку растет. От входных кромок во внешний поток распространяется косой скачок. За прямым скачком давление повышенное, уменьшающееся по потоку. При увеличении выходного сечения $F_2/F_{*д}$ прямой скачок перемещается к горловому сечению; при этом возрастает площадь перфорации и увеличивается количество сбрасываемого воздуха. Схема *III* отвечает режиму работы диффузора, близкому к расчетному. Этому режиму соответствует максимальный коэффициент восстановления σ_0 (рис. 4-24,*в*).

Рассмотренные опыты показали, что с помощью перфорации можно получить высокие коэффициенты восстановления σ_0, однако при этом теряется часть газа. Особый интерес поэтому представляет перфорированный сверхзвуковой диффузор с регулируемой перфорацией. После запуска диффузора отверстия могут быть закрыты; что позволяет сохранить полный расход газа на расчетных режимах. Расчет перфорированного диффузора может быть произведен, если известны коэффициенты расхода через отверстия для сверхзвукового и дозвукового потоков.

ГЛАВА ПЯТАЯ

КОЛЬЦЕВЫЕ ДИФФУЗОРЫ С ПРЯМОЛИНЕЙНЫМИ ОБРАЗУЮЩИМИ

5-1. Влияние геометрических и режимных параметров на характеристики кольцевых диффузоров с прямолинейной осью

Кольцевые осесимметричные диффузоры с прямолинейной осью довольно часто используются в качестве элементов выхлопных патрубков турбомашин. Их схемы и основные обозначения приведены на рис. 2-2. Такие диффузорные системы, образованные двумя коническими поверхностями, характеризуются заданием следующих геометрических размеров (см. гл. 2): входных диаметров D_1 и d_1, выходных диаметров D_2 и d_2, длины l.

Эти размеры не являются единственными, определяющими геометрическую форму кольцевых диффузоров. С этой же целью могут быть использованы параметры (гл. 2): D_1, d_1, α_1, α_2, L, где α_1 и α_2 — углы наклона образующих конических поверхностей, или $D_{1\text{ср}}$, l, α_1, α_2, n. Здесь: $D_{1\text{ср}}$ — средний диаметр входного сечения; l — высота на входе и n — степень расширения диффузора.

Следовательно, при рассмотрении кольцевых диффузоров приходится иметь дело со следующими геометрическими размерами: D_1, d_1, $D_{1\text{ср}}$, D_2, d_2, α_1, α_2, L, l, n. Пять величин из этого набора полностью определяют геометрию диффузора.

Правда, выбор характерных размеров не может быть произвольным. В их число должны входить по два параметра, связанных с внутренним и внешним конусами, и один общий для всего диффузора. Например: d_1, d_2, l_1, α_1, L либо $D_{1\text{ср}}$, l, α_1, α_2, n. Последняя комбинация представляется, на наш взгляд, наиболее удачной. Перейдя к безразмерным параметрам и выбрав в качестве определяющего размера $D_{1\text{ср}}$, получим набор четырех характеристик: $l/D_{1\text{ср}}$, α_1, α_2 и n, с помощью которых

можно выразить и все остальные величины по соотношениям:

$$\left.\begin{aligned}
\bar{D}_1 &= 1+\frac{l}{D_{\text{ср}}};\\
\bar{d}_1 &= 1-\frac{l}{D_{\text{ср}}};\\
\bar{L} &= \frac{\sqrt{l/D_{\text{ср}}\ (l/D_{\text{ср}}-n)}}{\operatorname{tg}\frac{\alpha_1}{2}-\operatorname{tg}\frac{\alpha_2}{2}};\\
\bar{D}_2 &= 1+\frac{l}{D_{\text{ср}}}+\frac{2\operatorname{tg}\frac{\alpha_1}{2}\sqrt{\frac{l}{D_{\text{ср}}}\left(\frac{l}{D_{\text{ср}}}-n\right)}}{\operatorname{tg}\frac{\alpha_1}{2}-\operatorname{tg}\frac{\alpha_2}{2}};\\
\bar{d}_2 &= 1-\frac{l}{D_{\text{ср}}}+\frac{2\operatorname{tg}\frac{\alpha_2}{2}\sqrt{\frac{l}{D_{\text{ср}}}\left(\frac{l}{D_{\text{ср}}}-n\right)}}{\operatorname{tg}\frac{\alpha_1}{2}-\operatorname{tg}\frac{\alpha_2}{2}}.
\end{aligned}\right\} \quad (5\text{-}1)$$

Здесь и далее $D_{\text{ср}}=D_{1\text{ср}}=D$.

Таким образом, при рассмотрении влияния геометрических параметров остановимся на выяснении роли безразмерного входного диаметра D/l, углов α_1 и α_2 и степени расширения диффузора n. Для решения поставленной задачи экспериментальным путем, меняя каждый параметр 4 раза, необходимо испытать 1 820 вариантов. Ограничиваясь тремя изменениями, число этих вариантов можно сократить до 220.

Приведенные цифры дают наглядное представление о необходимом минимальном объеме экспериментальной работы. При исследовании конических диффузоров, определяемых двумя безразмерными величинами (например, $\bar{L}$ и n), полные экспериментальные данные при фиксированных режимных параметрах могут быть получены в результате испытаний всего 28 вариантов.

В настоящее время библиография по экспериментальному исследованию кольцевых диффузоров сравнительно невелика [Л. 1, 10, 22, 41, 51, 131, 137], однако число исследованных вариантов в зоне низких чисел Маха и числах $\mathrm{Re}_l \approx 10^5 \div 10^6$ приближается к цифре 220.

Для наглядности проводимого анализа в табл. П-2 приложения даны результаты испытаний 174 кольцевых

диффузоров, проведенных различными авторами в разных организациях. На основании этого статистического материала проведем анализ влияния указанных геометрических параметров.

а) *Влияние безразмерного входного диаметра.* Рассматривая кольцевые диффузоры с точки зрения использования их в системе выхлопа турбомашин, следует отметить, что величина D/l характеризует, с одной стороны, ступень турбомашины, а с другой — определяет размеры входного сечения диффузора, связанного с данной ступенью. Другими словами, величина D/l является заданным конструктивным параметром, определяемым размерами ступени турбомашины. Пределы ее изменений достаточно широки, но наибольший интерес представляет диапазон от 2,5—3,0 до 10. В целом влияние D/l на внутренние потери оказывается достаточно сложным, но можно ожидать, что с ростом этого параметра потери будут возрастать. Действительно, абсолютная величина потерь в диффузоре при безотрывном течении пропорциональна обтекаемой поверхности, а располагаемая энергия при заданной скорости определяется площадью входного сечения (массовым расходом). В результате коэффициент потерь в грубом приближении оказывается пропорциональным относительной длине L/D и параметру D/l, т. е.

$$\zeta \sim \frac{D}{l} \cdot \frac{L}{D}.$$

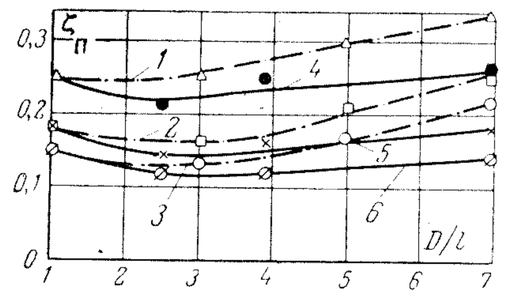


Рис. 5-1. Зависимость $\zeta_п$ от D/l для кольцевых диффузоров.

1 — $n \approx 2$; 2 — $n \approx 3$; 3 — $n \approx 4$ } $d_1 = d_2$;
4 — $n = 2$; 5 — $n = 3$; 6 — $n = 4$ } $d_2 > d_1$.

(опыты МЭИ).

Изменение величины D/l при постоянной степени расширения n может быть осуществлено либо при постоянной относительной длине, либо при постоянных углах α_1 и α_2.

В первом случае условия $n = \text{const}$ и $\bar{L} = \text{const}$ приводят к необходимости менять углы α_1 и α_2. Во втором случае при $n = \text{const}$ и постоянных углах изменяется

длина $\bar{L}$. В соответствии с этим следует ожидать и различной зависимости потерь от D/l для указанных крайних вариантов.

Экспериментальное исследование диффузоров в целом подтверждает сказанное. Так, на рис. 5-1 приведена зависимость полных потерь от величины D/l, полученная в результате испытания 20 кольцевых диффузоров, геометрические характеристики которых помещены в табл. 5-1 и 5-2.

Таблица 5-1

Диффузоры конические кольцевые с цилиндрическим внутренним телом ($d_1 = d_2$)

Обозначения	D_1, мм	$D_{ср}$, мм	l, мм	D/l	d_1, мм	$\bar{d}_1$	d_2, мм
1/1 Ц 1/2 Ц 1/3 Ц	49	35	14	2,5	21	0,43	21
2/1 Ц 2/2 Ц 2/3 Ц 2/4 Ц	49	39	10	3,9	29	0,43	29
3/1 Ц 3/2 Ц 3/3 Ц 3/4 Ц	49	43	6	7,17	37	0,43	37

Продолжение табл. 5-1

Обозначения	$\bar{d}_2$	D_2, мм	$\bar{D}_2$	L, мм	n	L/D_1
1/1 Ц	0,43	67,1	1,37	148,2	2,07	3,02
1/2 Ц		80,0	1,63	254,2	3,04	5,92
1/3 Ц		89,4	1,82	332,2	3,86	7,10
2/1 Ц	0,43	63,3	1,29	117,1	2,06	2,4
2/2 Ц		74,8	1,53	212	3,04	4,34
2/3 Ц		80,0	1,63	254,2	3,56	5,2
2/4 Ц		84,9	1,73	294,4	4,08	6,00
3/1 Ц	0,43	56,6	1,15	62,3	1,778	1,27
3/2 Ц		63,3	1,29	117,1	2,55	2,40
3/3 Ц		67,1	1,37	148,2	3,04	3,02
3/4 Ц		74,8	1,53	212	4,09	4,33

Таблица 5-2

Диффузоры конические кольцевые с коническим внутренним телом ($d_2 > d_1$)

Обозначения	D_1, мм	D, мм	l, мм	D/l	d_1, мм	$\overline{d_1}$	d_2, мм
1/1 К 1/2 К 1/3 К	49	36,75	12,25	3	24,5	0,5	34,7 42,5 49,0
2/1 К 2/2 К	49	40,85	8,15	5	32,7	0,67	46,2 56,7 65,4
3/1 К 3/2 К 3/3 К	49	42,85	6,15	7	36,8	0,75	52 63,8 73,6

Продолжение табл. 5-2

Обозначения	$\overline{d_2}$	D_2, мм	$\overline{D_2}$	L, мм	n	L/D_1
1/1 К	0,71	69,3	1,415	166,3	2	3,4
1/2 К	0,87	84,9	1,73	294,4	3	6,0
1/3 К	1,00	98	2,0	401,9	4	8,2
2/1 К	0,94	69,3	1,415	166,3	2	3,4
2/2 К	1,16	84,9	1,73	294,4	3	6,0
	1,335	98	2,0	401,9	4	8,2
3/1 К	1,06	69,3	1,415	166,3	2	3,4
3/2 К	1,30	84,9	1,73	294,4	3	6,0
3/3 К	1,50	98	2,0	401,9	4	8,2

Если для диффузоров с цилиндрической внутренней образующей (кривые *4*, *5* и *6*) потери в области малых и умеренных значений D/l увеличиваются незначительно, то при $\overline{L}=\text{const}$ (кривые *1*, *2* и *3*) можно отметить почти линейную зависимость коэффициента полных потерь от безразмерного входного диаметра.

Исследования, проведенные в работе [Л. 105] для диффузоров с большими значениями D/l ($D/l>7$), подтверждают факт увеличения потерь с ростом D/l, причем этот рост становится достаточно интенсивным и при цилиндрической внутренней образующей.

б) *Влияние углов* α_1 и α_2. Рассматривая влияние углов, следует иметь в виду, что их изменение при постоянной степени расширения n приводит к заметному изменению относительной длины, а при $\overline{L}=\text{const}$ изменяет и степень расширения. Отсюда, на первый взгляд, достаточно просто предсказать зависимость коэффициента полных потерь от указанных углов. Действительно, с увеличением, например, угла α_1 при $n=\text{const}$ можно ожидать снижения потерь из-за уменьшения длины

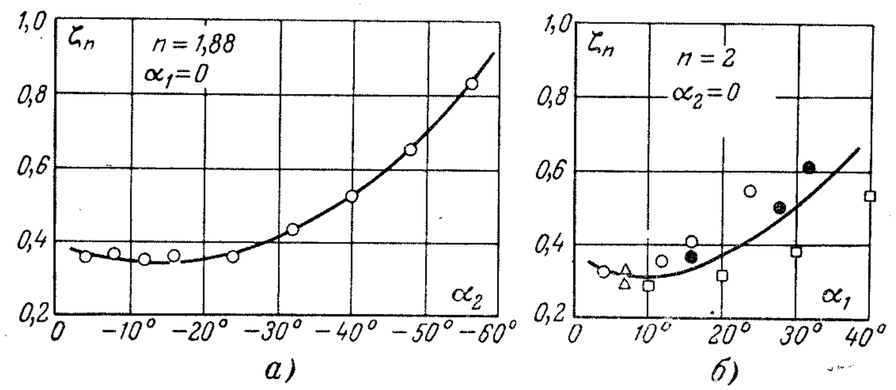


Рис. 5-2. Зависимость коэффициента полных потерь $\zeta_п$ от углов α_2 ($а$) и α_1 ($б$).

○ — $Re_1=(1\div2{,}3)\cdot10^5$; $M_1=0{,}25\div0{,}71$ [Л. 22]; ● — $Re_1=(1{,}9\div6{,}4)\cdot10^5$; $M_1=0{,}1$ [Л. 41]; □ — $Re_1=2{,}7\cdot10^5$; $M_1=0{,}3$ [Л. 1]; △ — опыты МЭИ.

диффузора, а при $\overline{L}=\text{const}$ полные потери должны падать из-за увеличения степени расширения. В некотором диапазоне изменения углов такая картина и наблюдается в действительности. Для примера на рис. 5-2 приведена зависимость полных потерь в кольцевых диффузорах от угла α_1 (рис. 5-2,$б$) при цилиндрической внутренней образующей и от угла α_2 (рис. 5-2,$а$) при цилиндрической внешней образующей[1] и постоянном значении степени расширения. В обоих случаях рост углов до 10° приводил к некоторому уменьшению потерь, а затем коэффициент $\zeta_п$ резко увеличивался, причем не только качественно, но и количественно влияние рассматриваемых углов оказалось почти идентичным.

Иногда вместо углов α_1 и α_2, характеризующих геометрию кольцевого диффузора, используют плоский угол $\theta=$

[1] Минус при координате α_2 указывает на то, что вершина внутреннего конуса расположена за выходным сечением диффузора.

$=\frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2}$ (здесь угол α_2 берется со своим знаком). В этом случае число независимых геометрических параметров сокращается и опытные данные могут быть представлены в функции одного угла θ. Такая зависимость при

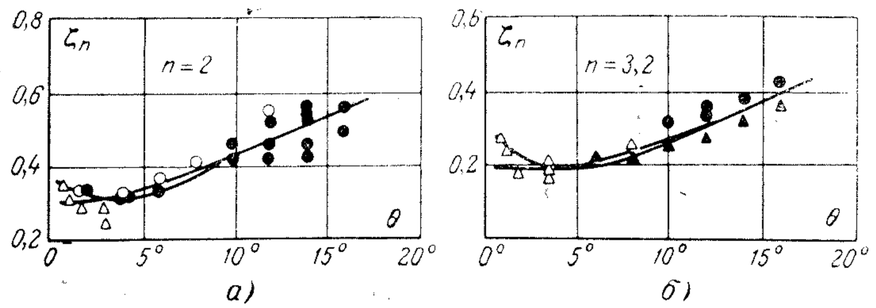


Рис. 5-3. Зависимость коэффициента $\zeta_п$ от плоского угла θ при $n=\text{const}$.

○ — опыты Гуревича [Л. 22]; ● — опыты Довжика-Морозова [Л. 41]; △ — опыты МЭИ; ▲ — опыты Джонсона [Л. 137].

$n=\text{const}$ (рис. 5-3) имеет минимум при $\theta=4\div5°$, после чего вновь происходит интенсивное возрастание потерь.

Если рассматривать влияние угла θ на коэффициент полных потерь при постоянной относительной длине $\bar{L}=\text{const}$ (рис. 5-4), то можно отметить, что и здесь вначале имеет место снижение потерь. Правда, в данном случае минимум потерь достигается при больших значе-

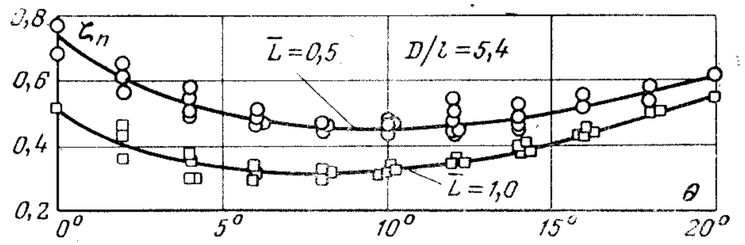


Рис. 5-4. Влияние плоского угла θ на коэффициент $\zeta_п$ при $\bar{L}=\text{const}$.

ниях угла θ и интенсивность их увеличения при $\theta>10°$ невелика.

Нарушение ожидаемой картины при больших углах конусности связано с особенностью течения потока вблизи угловых точек. Детальное исследование этого вопроса, рассмотренное выше (см. гл. 3), показало, что вблизи тупого угла происходит резкое увеличение мест-

ных градиентов давления. До определенного предела отмеченное локальное возмущение потока не меняет качественной картины течения и потери с ростом угла падают. Однако при больших углах ($\alpha/2>5°$) местные положительные градиенты давления возрастают столь существенно, что они приводят к отрыву потока, следствием чего и является возрастание потерь при $\alpha>10°$. Если рассматривается изменение коэффициента потерь при постоянной степени расширения, то влияние отрыва потока сказывается достаточно сильно, так как оно приводит к резкому сокращению эффективной выходной площади и, следовательно, возрастанию в общем энергетическом балансе доли выходных потерь.

При постоянной относительной длине диффузора влияние отрыва потока, вызванного ростом углов, компенсируется одновременным ростом геометрической степени расширения. В результате минимум потерь по углу θ на кривой на рис. 5-4 оказывается более пологим.

Приведенные экспериментальные данные дают основание для некоторых практических рекомендаций по выбору углов α_1 и α_2. Так, имея в виду локальные возмущения, вносимые угловым изломом, нецелесообразно увеличивать угол α_1 сверх 10°, а угол α_2 выбирать менее —10°. (Напомним, что знак минус при угле α_2 свидетельствует о расположении вершины внутренней конической поверхности за выходным сечением диффузора.) Таким образом, максимальная величина плоского угла θ оказывается ограниченной 10°. Следует отметить, что рассматриваемая схема диффузора по конструктивным соображениям используется в турбомашинах редко. Более распространенной является схема с положительным углом α_2 при расположении вершины внутренней конической поверхности перед входным сечением. При такой схеме внутренний угловой излом является нулевой точкой и образует замкнутую отрывную зону, протяженность которой увеличивается с ростом угла α_2.

Если в этом случае придерживаться указанных выше ограничений по углу α_1, то значение плоского угла θ окажется весьма малым и при заданной степени расширения резко возрастут линейные габариты диффузора, а при ограниченной длине $\bar{L}$ степень расширения n приблизится к единице. В этом случае часто приходится увеличивать угол α_1 до 20—25° при угле α_2, равном 10—15°, что соответствует плоскому углу θ порядка 5°. Такое уве-

личение углов в рассматриваемой схеме диффузора при ограниченном плоском угле θ оказывается допустимым, так как замкнутая отрывная зона у внутренней поверхности сглаживает локальный положительный градиент давления в зоне угла α_1 и суммарный эффект определяется в основном величиной плоского угла θ. Опытные данные, нанесенные на рис. 5-4, достаточно хорошо подтверждают этот факт. Вместе с тем необходимо отметить, что для получения высокой эффективности кольцевых диффузоров необходимо обращать серьезное внимание на обеспечение нормальных входных условий. С этой целью переход от цилиндрического входного участка к коническим поверхностям, образующим диффузор, целесообразно выполнять без угловых изломов, с плавным сопряжением цилиндрических и конических поверхностей.

в) *Влияние степени расширения диффузора.* Степень расширения диффузора является основным геометрическим параметром, определяющим эффективность процесса преобразования кинетической энергии потока в потенциальную энергию давления. Влияние этого параметра при постоянном относительном входном диаметре, так же как и предыдущих параметров, можно рассматривать при сохранении неизменным одного из двух размеров: относительной длины $\bar{L}$ либо плоского угла θ. Тогда в первом случае степень расширения будет меняться за счет угла θ, а во втором — за счет длины $\bar{L}$.

Зависимость полных потерь от степени расширения в обоих рассматриваемых случаях приведена на рис. 5-5 и оказывается, как и следовало ожидать, не монотонной. С ростом степени расширения коэффициент потерь $\zeta_п$ вначале падает до некоторого минимального значения, а затем начинает интенсивно возрастать. При постоянной длине диффузора положение минимума на рассматриваемых зависимостях определяется значением относительной длины $\bar{L}$. Чем меньше относительная длина диффузора, тем при меньших степенях расширения достигается этот минимум. Так, например, при $\bar{L}=0{,}5$ $n_{опт}=1{,}8$; при $\bar{L}=0{,}75$ $n_{опт}=2{,}1$; при $\bar{L}=1{,}00$ $n_{опт}=2{,}5$, а при $\bar{L}=8$ в исследованном диапазоне степеней расширения минимум потерь вообще не обнаружен.

Такого рода зависимость закономерна и вытекает из рассмотренного выше влияния углов α_1 и α_2. Действительно, при постоянной длине малым степеням расширения соответствуют и малые значения плоских углов θ. В этих условиях возмущения, вносимые угловыми изломами на входном участке диффузора, еще существенно не изменяют характер течения внутри канала, а коэффициент потерь с выходной скоростью интенсивно уменьшается с ростом n, вызывая столь же интенсивное уменьшение величины $\zeta_п$.

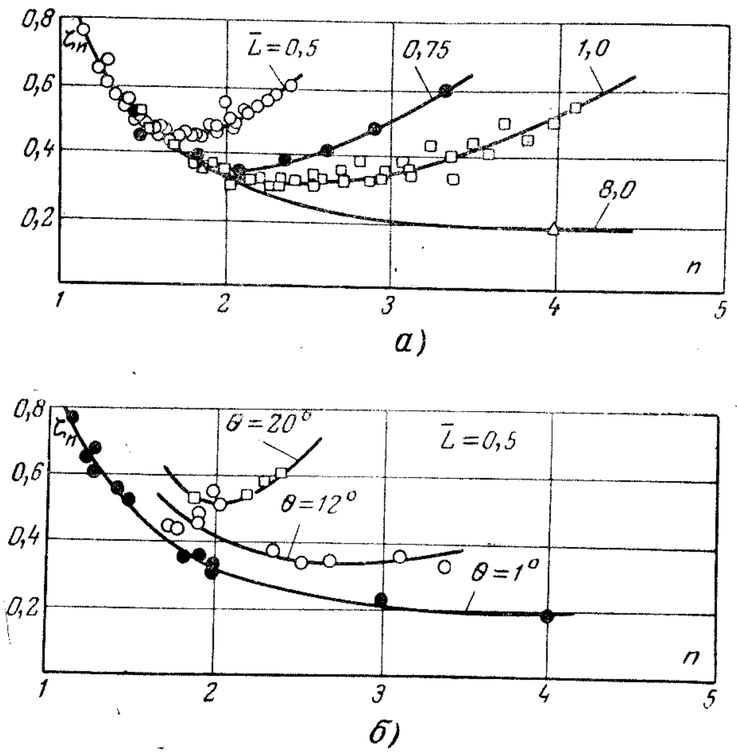


Рис. 5-5. Зависимость $\zeta_п$ от степени расширения n при $\bar{L}=\text{const}$ (*а*) и $\theta=\text{const}$ (*б*) ($D/l=5{,}4$).

Однако с ростом степени расширения отрицательное влияние углов α_1 и α_2 нарастает, а интенсивность снижения потерь с выходной скоростью $\zeta_{в.с}$ падает и при некоторой величине n достигается минимальный уровень потерь. Естественно, чем больше длина $\bar{L}$, тем бóльшая степень расширения может быть достигнута при одинаковых критических значениях угла θ. В соответствии с этим и происходит отмеченное на рис. 5-5,*а* смещение оптимальных степеней расширения в сторону бóльших значений при увеличении длины $\bar{L}$ и соответствующее снижение минимального значения коэффициента полных потерь.

С увеличением степени расширения сверх оптимального значения внутри диффузорного канала происходит отрыв потока и зона отрыва смещается к входному сечению с ростом степени расширения n (с ростом угла θ).

При очень большой длине (в рассматриваемом случае при $\bar{L}=8{,}0$) диапазон изменения плоского угла θ для достижения больших степеней расширения оказывается небольшим ($\theta<5°$), течение внутри канала сохраняется безотрывным и при малом уровне внутренних потерь оптимум по степени расширения становится более пологим, смещаясь в зону практически неиспользуемых степеней расширения.

Картина, аналогичная рассмотренной, наблюдается и в том случае, когда степень расширения изменяется за счет длины $\bar{L}$ при постоянном угле θ. Здесь (рис. 5-5,*б*) при $\theta=1°$ с ростом степени расширения происходит вначале интенсивное падение коэффициента полных потерь $\zeta_п$, а затем при $n>3$ его величина практически не меняется. Другими словами, в этом случае рост внутренних потерь с увеличением n (с увеличением длины $\bar{L}$) полностью компенсируется снижением потерь с выходной скоростью.

Если же угол θ оказывается большим, то при сравнительно малом увеличении длины $\bar{L}$ происходит интенсивное увеличение степени расширения. В таких условиях локальное увеличение положительных градиентов давления на входном участке совместно с возрастанием средней по каналу диффузорности приводит к отрыву потока уже в области небольших значений n. Соответственно с этим на кривых $\zeta_п$ появляется четко выраженный минимум, определяемый углом θ и величиной n.

г) *Влияние относительной длины* $\bar{L}$. Относительная длина не входит в число основных геометрических параметров, выбранных выше для характеристики кольцевых диффузоров, и, следовательно, ее влияние может быть оценено на основании приведенных опытных данных. По существу на роль этого параметра уже указывалось при анализе зависимости потерь и от D/l, и от степени расширения n.

Учитывая, однако, что относительная длина довольно часто является заданной по чисто конструктивным соображениям, построим зависимость полных потерь от $\bar{L}$ при постоянных плоских углах θ (рис. 5-6,*а*) и степенях

расширения n (рис. 5-6,*б*). Первая зависимость получается путем перестроения рис. 5-5,*а*, а вторая вытекает из рис. 5-5,*б*.

При $\theta=\text{const}$ с ростом $\bar{L}$ происходит изменение степени расширения. Естественно, что при отсутствии отрыва ($\theta=1°$) рост длины $\bar{L}$ приводит здесь к падению потерь из-за снижения выходной скорости. При возникновении отрыва ($\theta>10°$) на рассматриваемых кривых хорошо видны точки минимума потерь, соответствующие

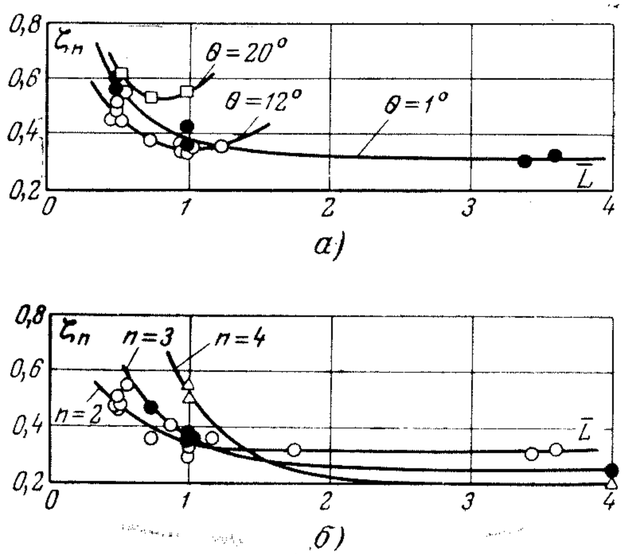


Рис. 5-6. Зависимость $\zeta_п$ от безразмерной длины $\bar{L}$ при $\theta=\text{const}$ (*а*) и $n=\text{const}$ (*б*) ($D/l=54$).

критическим значениям длины $\bar{L}_{кр}$ (критическим степеням расширения). Чем больше угол θ, тем меньшее значение имеет $\bar{L}_{кр}$ и более высокий уровень потерь достигается в минимальной точке.

Рассматривая изменение потерь в зависимости от длины $\bar{L}$ при постоянной степени расширения n, получим их монотонное снижение с ростом $\bar{L}$ (рис. 5-6,*б*), вызванное одновременным уменьшением угла θ. Следует отметить, что интенсивность снижения потерь при $\bar{L}>1$ заметно падает и зависит от степени расширения n. Чем больше n, тем в большей степени сказывается влияние относительной длины $\bar{L}$. Однако во всех случаях, начиная с $\bar{L}>2$, влияние этого параметра становится несущественным. Отсюда следует важный практический вывод о возможности выполнения высокоэкономичных кольце-

вых диффузоров при конструктивно приемлемой длине $\bar{L}$.

д) *Влияние режимных параметров.* Большинство опытных данных, собранных в приложении, относится к несжимаемым жидкостям и охватывает узкий диапазон по числу Рейнольдса. По существу систематических данных о влиянии чисел Маха и Рейнольдса на экономичность кольцевых диффузоров нет. Положение осложняется еще и тем, что влияние этих параметров нельзя рассматривать отдельно, вне связи с геометрическими размерами, которые могут существенным образом влиять на характер течения внутри диффузора.

Однако имеющиеся опытные данные показывают, что с качественной стороны роль режимных параметров оказывается такой же, как и для рассмотренных ранее конических диффузоров (см. гл. 3). Для примера на рис. 5-7 приведены результаты опытного исследования диффузоров, помещенные в табл. 5-1 и 5-2 при числах $\lambda_1 = 0{,}3 \div 1{,}0$. Здесь во всех случаях при дозвуковых скоростях течение оставалось безотрывным и всюду фиксировалось снижение потерь с ростом безразмерной скорости λ_1. Величина этого снижения, так же как и ранее [см. формулу (2-29)], определяется в основном изменением плотности между входными и выходными сечениями диффузора и может быть учтена с помощью следующего выражения:

$$\zeta_{\text{п}}^{\text{с}} = \zeta_{\text{п}}^{\text{н}} \left(\frac{\rho_1}{\rho_2} \right)^m, \qquad (5\text{-}2)$$

где $\zeta_{\text{п}}^{\text{с}}$ — полные потери в потоке сжимаемой жидкости;

$\zeta_{\text{п}}^{\text{н}}$ — полные потери в потоке несжимаемой жидкости;

ρ_1 и ρ_2 — плотности на входе и выходе из диффузора;

$$m = 1 \div 2.$$

Справедливость формулы (5-2) вытекает из теоретических решений (см. гл. 2 и 3) и для безотрывных течений подтверждается экспериментально. В рассматриваемом случае хорошее совпадение с опытными данными наблюдается при $m = 1{,}6$.

Отметим, что кривые на рис. 5-7 были получены при исследовании диффузоров на воздухе в открытом контуре, т. е. здесь одновременно с изменением числа Маха происходило изменение числа Рейнольдса. Однако изменение последнего в зоне больших скоростей оказалось малым, а при относительной скорости $\lambda_1 > 0{,}8$ практически осуществлялось моделирование только по числу $M_1(\lambda_1)$.

Для безотрывных кольцевых диффузоров увеличение скорости во входном сечении при постоянном противо-

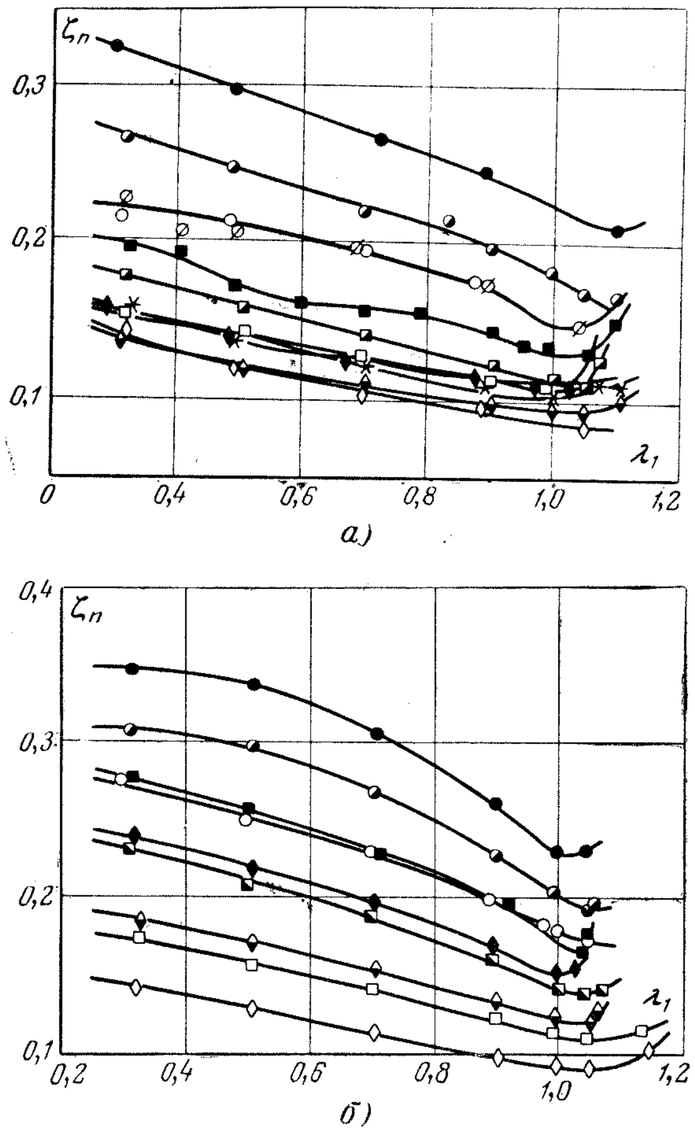


Рис. 5-7. Влияние сжимаемости на коэффициент $\zeta_{\text{п}}$.

а — диффузоры по табл. 5-1: ○ — 1/1Ц; ◑ — 2/1Ц; ● — 3/1Ц; □ — 1/2Ц; ◹ — 2/2Ц; ⌀ — 3/2Ц; ◇ — 1/3Ц; ✻ — 2/3Ц; ■ — 3/3Ц; ▲ — 2/4Ц; ▼ — 3/4Ц; *б* — диффузоры по табл. 5-2. ○ — 1/1К; ◑ — 2/1К; ● — 3/1К; ◹ — 1/2К; □ — 2/2К; ■ — 3/2К; ◇ — 1/3К; ▲ — 2/3К; ▼ — 3/3К.

давлений приводило к непропорциональному увеличению числа Рейнольдса, так как одновременно с ростом скорости во входном сечении интенсивно снижалась плотность, а при околозвуковых скоростях величина удельного массового расхода, входящего в число Re_1, изменяется незначительно.

Рассматриваемая связь, построенная на основании прямых измерений во входном сечении диффузоров, приведена на рис. 5-8. Если в зоне малых скоростей зависимость $Re_1 = f(\lambda_1)$ почти линейна, то в околозвуковой зоне изменение скорости на 40% приводит к увеличению числа Re_1 всего на 10—15%.

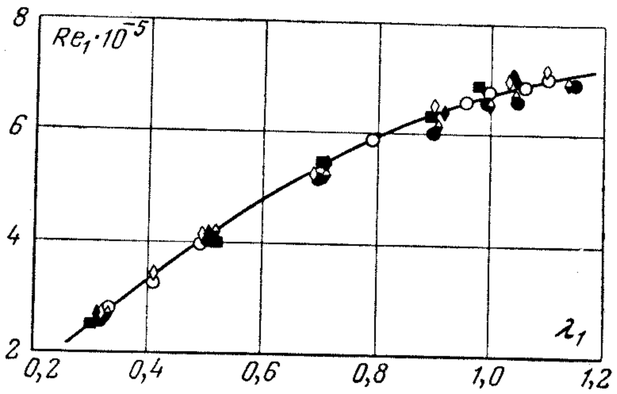


Рис. 5-8. Зависимость числа Re_1 от скорости λ_1 на входе в диффузор.

■ — 1/1К; ▲ ▼ — 1/2К; ● — 1/3К; ◆ — 3/2К; ○ — 3/3К; ◇ — 3/2К. } (см. табл. 5-2).

Отмеченный факт является важным при исследовании околозвуковых течений, так как он позволяет выделить влияние числа Маха почти в чистом виде на открытых экспериментальных контурах.

5-2. Расчет кольцевых диффузоров по эквивалентному углу

Аналитический расчет диффузоров, в частности кольцевых, базируется в основном на полуэмпирических соотношениях. Для практических целей наиболее часто используется метод расчета по эквивалентным углам. Сущность метода состоит в том, что произвольному диффузорному каналу ставится в соответствие некоторый конический диффузор и для этого эквивалентного

диффузора рассчитывается или оценивается на основании опытных данных величина коэффициента потерь.

Использование такого метода расчета представляется весьма заманчивым, так как позволяет свести сложную задачу к более простой. В результате точность конечного результата зависит от точности определения потерь в коническом диффузоре. Расчет энергетических характеристик последних (см. гл. 2) базируется на элементарном соотношении

$$\zeta = \varphi_д \left(1 - \frac{1}{n}\right)^2, \qquad (5\text{-}3)$$

где ζ — коэффициент внутренних потерь, а $\varphi_д$ — опытный коэффициент, величина которого по данным [Л. 54] определяется только углом раскрытия диффузора α. Пределы изменений $\varphi_д$, как указывалось выше, достаточно широки и колеблются от 0,1 до 1,1. Для любого диффузора можно согласовать опытные данные с формулой (5-3) путем соответствующего подбора эквивалентного угла $\alpha_э$. Величина этого угла должна, очевидно, зависеть от ряда параметров, определяющих как геометрию канала, так и режим течения в нем.

Действительно, для кольцевых диффузоров коэффициент внутренних потерь на основании приведенных выше опытных данных должен выражаться следующей функциональной зависимостью:

$$\zeta = f(n;\ D/l;\ \alpha_1;\ \alpha_2;\ M_1;\ Re). \qquad (5\text{-}4)$$

Сравнивая формулы (5-3) и (5-4), приходим к выводу, что коэффициент $\varphi_д$ должен определяться с учетом всех приведенных параметров, т. е. можно записать:

$$\varphi_д = \varphi(\alpha_э),$$

а

$$\alpha_э = f_1(n;\ D/l;\ \alpha_1;\ \alpha_2;\ M_1;\ Re). \qquad (5\text{-}5)$$

В таком виде задача все еще остается достаточно сложной, ибо величина эквивалентного угла $\alpha_э$ определяется шестью переменными, связь между которыми неизвестна. Стремясь сократить число переменных, влиянием режимных параметров обычно пренебрегают и оценивают угол $\alpha_э$ только по геометрическим параметрам. Для малых скоростей ($M_1 < 0{,}3$) и больших чисел

Re_1 ($Re_1 > 10^6$) такое упрощение допустимо, а связь между оставшимися переменными зависит от того, каким образом определяется эквивалентный диффузор.

Наиболее часто за эквивалентный принимается конический диффузор, имеющий те же длину L, степень расширения n и площадь на входе F_1, что и рассматриваемый диффузорный канал. В этом случае эквивалентный угол $\alpha_э$ определяется соотношением:

$$\alpha_э = 2 \arcsin \sqrt{\frac{F_1}{\pi L^2}} (\sqrt{n} - 1). \qquad (5\text{-}6)$$

Для кольцевых диффузоров $F_1 = \pi D l$ и

$$\alpha_э = 2 \arcsin \frac{1}{\bar{L}} \sqrt{\frac{l}{D}} (\sqrt{n} - 1). \qquad (5\text{-}7)$$

Формула (5-7) связывает эквивалентный угол с геометрическими параметрами кольцевого диффузора и позволяет определять по рис. 2-12 значение коэффициента $\varphi_д$.

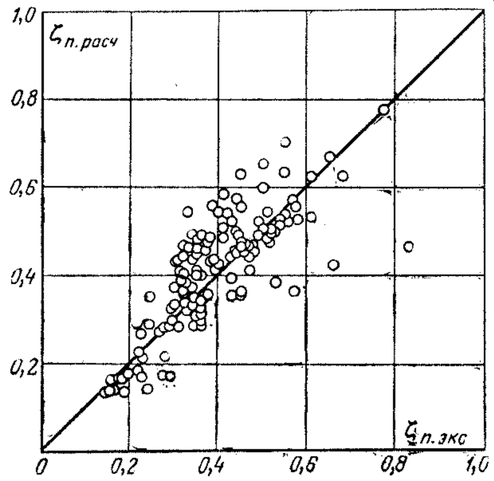


Рис. 5-9. Сопоставление расчетных [см. формулу (5-3)] и экспериментальных значений коэффициента $\zeta_п$.

Анализируя изменение угла $\alpha_э$, можно отметить, что с ростом длины $\bar{L}$ величина эквивалентного угла уменьшается, а увеличение степени расширения приводит к росту $\alpha_э$. Поскольку более высоким значениям угла $\alpha_э$ соответствуют более высокие коэффициенты $\varphi_д$ и, следовательно, бóльшие значения коэффициентов потерь, формула (5-7) качественно согласуется с экспериментальными данными. Однако в количественном отношении такое согласование не всегда оказывается достаточным. Для примера в табл. П-2 приложения рассчитаны значения эквивалентных углов и приведены расчетные данные по всем собранным диффузорам,

а на рис. 5-9 дано сопоставление их с опытными данными по 155 диффузорам.

В среднем экспериментальные точки группируются вокруг биссектрисы прямого угла, однако их разброс оказывается недопустимо большим, причем этот разброс ($\pm 20\%$) имеет место не только в зоне больших абсолютных значений потерь, где течение носит отрывной характер, но остается существенным и для безотрывных диффузоров. Так, при одних и тех же расчетных потерях, равных 0,25, экспериментально определенные потери изменяются от 0,15 до 0,30. Такая ошибка, естественно, велика даже для грубого приближения. На ограниченные возможности расчета диффузоров по эквивалентным углам указывается и в [Л. 10].

Тем не менее, стремясь использовать кажущуюся простоту метода и пытаясь по возможности полно учесть закон изменения геометрических характеристик диффузоров, авторы работ [Л. 34, 114] вводят понятие локального эквивалентного угла, определяя его соотношением

$$\alpha_э = 2 \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{\Pi} \cdot \frac{dF}{dx} \right), \qquad (5\text{-}8)$$

где Π — смоченный периметр, а F — площадь в данном сечении, отстоящем от входа на расстоянии x.

Для кольцевых диффузоров использование формулы (5-8) дает:

$$\alpha_э = 2 \operatorname{arctg} \left[\operatorname{tg} \theta \left(1 + \frac{1}{1 + \frac{y_0}{x - x_0} \operatorname{ctg} \alpha} \right) \right]. \qquad (5\text{-}9)$$

Здесь

$$\theta = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{2}; \quad \alpha = \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{2},$$

x_0, y_0 — координаты пересечения образующих диффузора (рис. 5-10).

При таком определении можно указать только два типа кольцевых диффузоров с постоянным эквивалентным углом:

1. Диффузор с цилиндрической осевой поверхностью, когда $\alpha_1 = -\alpha_2$.

2. Диффузор, у которого $y_0 = 0$.

В первом случае $\alpha_э = 2\alpha$, во втором $\alpha_э = 2 \operatorname{arctg} 2 \operatorname{tg} \theta$.

Во всех других случаях расчет на основании формулы (5-3) с учетом соотношения (5-9) требует численно-

го или графического интегрирования, что увеличивает вычислительные трудности и затрудняет теоретический анализ.

Кроме того, точность расчетов с введением локальных углов оказывается также невысокой, а в некоторых случаях принципиально нельзя ожидать правильных результатов.

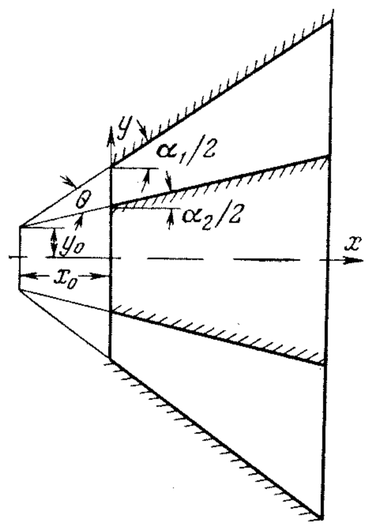


Рис. 5-10. К определению локального эквивалентного угла.

Для примера можно указать на расчет изоугольных диффузоров. В этом частном случае величина эквивалентного угла будет зависеть только от соотношения углов α_1 и α_2. Все остальные геометрические параметры в рассмотрение входить не будут. Отсюда при сравнении двух изоугольных диффузоров, имеющих одинаковые углы α_1 и α_2, но различные относительные длины $\bar{L}$ или различные относительные диаметры D/l, получим одинаковые расчетные коэффициенты потерь. В то же время опытные данные указывают на различие потерь при изменении длины $\bar{L}$ или диаметра $\bar{D}$.

Используя метод эквивалентных углов, можно, очевидно, для определенной группы диффузоров соответствующим подбором угла $\alpha_э$ добиться совпадения экспериментальных и опытных данных. Однако при всей простоте метод обладает принципиальным недостатком, состоящим в том, что учет влияния геометрических факторов при любом выборе эквивалентного угла носит в значительной степени формальный характер и не учитывает особенностей течения в диффузорном канале.

По указанной причине более перспективным, хотя и менее распространенным представляется метод расчета диффузора на основе теории пограничного слоя.

5-3. Расчет потерь в кольцевых диффузорах на основе характеристик пограничного слоя

Основные соотношения для определения полных и внутренних потерь были выведены в гл. 2.

Расчетные формулы (2-29) и (2-34) показывают, что рассматриваемая задача сводится в конечном счете к определению площади потери энергии $\bar{\Delta}^{***}_2$ и площади вытеснения $\bar{\Delta}^{*}_2$ в выходном сечении диффузора. Основой для определения указанных величин может являться уравнение (3-9) либо (2-54).

Поскольку выше было показано почти полное совпадение результатов расчета по формулам (3-9) и (2-54) при сравнительно малых степенях расширения ($n<3$), выбор основной расчетной формулы определяется только простотой расчета. В этом смысле более удобным является соотношение (2-54). Однако использование формул, основанных на интегральном уравнении Кармана (1-1), более привычно, а при использовании электронно-счетных машин вычислительные трудности уже не имеют решающего значения. По этой причине расчетные номограммы, приведенные в приложении, получены в результате использования уравнения (3-9). Эта зависимость, преобразованная для кольцевых диффузоров с прямолинейной осью, имеет достаточно сложную структуру:

$$\bar{\delta}^{*}_2 \approx \bar{\Delta}^{*}_2 = B\,\frac{(\bar{D}_2^2-\bar{d}_2^2)^{3,34}\,(1-\bar{\Delta}^{*}_2)^{3,34}}{\bar{D}_2^2\,(\bar{D}_2-\bar{d}_2)\,(1-\bar{d}_1^2)^{0,2}}\times$$

$$\times\left[\int_0^1 \frac{[1+\bar{x}\,(\bar{D}_2-1]^{1,25}\,d\bar{x}}{\left\{[1+\bar{x}\,(\bar{D}_2-1)^2-\bar{d}_1^2\left[1+\bar{x}\left(\frac{\bar{d}_2}{\bar{d}_1}-1\right)\right]^2\right\}^{3,92}}\cdots\rightarrow\right.$$

$$\left.\leftarrow\cdots\frac{}{\times(1-\bar{x}^{0,5}\bar{\Delta}^{*}_2)^{3,92}}\right]^{0,8}. \qquad (5\text{-}10)$$

Здесь все геометрические размеры отнесены к диаметру D_1 (см. рис. 2-2), а параметры B и H равны соответственно:

$$B=\frac{0,144}{\mathrm{Re}_1^{0,2}}\left(\frac{L}{D}\right)^{0,8}H; \qquad (5\text{-}11)$$

$$H=1,4\left[1+\frac{\sqrt{n}-1}{(L/l)^{0,2}}\right]. \qquad (5\text{-}12)$$

Эти же соотношения, полученные при использовании уравнения (2-54), имеют вид:

$$\overline{\Delta}^*_2 = B_1 n^{0,2} (1 - \overline{\Delta}^*_2)^3 \frac{(1 + \bar{d}_1)(\bar{D}_2 - \bar{d}_2)^{3,8}}{(\bar{D}_2 + \bar{d}_2)} \times$$

$$\times \int_0^1 \frac{\{[1 + \bar{x}(\bar{D}_2 - 1)]^2 - [\bar{d}_1 + \bar{x}(\bar{d}_2 - \bar{d}_1)]^2\}^{-1} d\bar{x}}{[(1 - \bar{d}_1) + \bar{x}(D_2 - 1 + \bar{d}_1 - \bar{d}_2)](1 - \bar{x}^{0,5}\overline{\Delta}^*_2)^{2,8}}, \quad (5\text{-}13)$$

где

$$B_1 = \frac{0,0576H}{\mathrm{Re}_1^{0,2}} \left(\frac{L}{D}\right)^{0,8} \frac{D_{2\mathrm{ср}}}{l_2}. \quad (5\text{-}14)$$

Сопоставление формул (5-10) и (5-13) приводит к выводу, что по сравнению с коническими диффузорами резко увеличилось число параметров, определяющих площадь вытеснения. Вместе с тем для конкретного

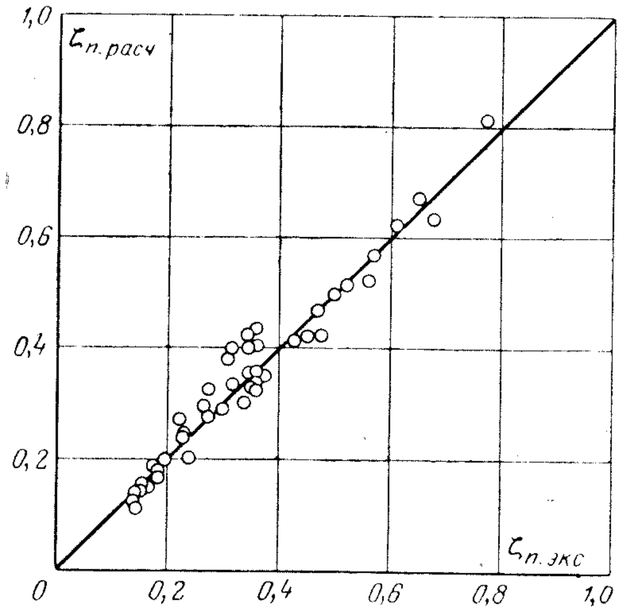


Рис. 5-11. Сравнение расчетных [см. формулу (5-10)] и экспериментальных значений коэффициента $\zeta_п$.

диффузора эти зависимости существенно упрощаются и величина $\overline{\Delta}^*_2 \approx \overline{\delta}^*_2$ может быть найдена методом последовательных приближений.

Для сокращения объема вычислительной работы в приложении (см. рис. П-3) приведены номограммы для расчета площади вытеснения $\overline{\Delta}^*_2(\overline{\delta}^*_2)$ в кольцевых диф-

фузорах с прямолинейными образующими при различных значениях геометрических парамеров. Приведенные номограммы охватывают по существу все наиболее употребляемые в турбомашинах кольцевые диффузоры и сводят весь расчет к простым арифметическим операциям. Действительно, для заданного диффузора достаточно определить относительные размеры $\bar{D}_2$, $\bar{d}_1$, $\bar{d}_2$ и вычислить по формулам (5-11) и (5-12) параметр B, чтобы по соответствующей кривой приложения найти $\overline{\Delta}^*_2(\delta^*_2)$ и, следовательно, коэффициент полных потерь $\zeta_п$. Такие расчеты для безотрывных диффузоров в (табл. П-2 приложения), показали удовлетворительную точность. Соответствующее сравнение, показанное на рис. 5-11, подтверждает, что абсолютная погрешность не превышает 5—8%, а относительная погрешность лежит в пределах 15%.

5-4. Расчет кольцевых диффузоров по экспериментальным номограммам

Рассмотренный аналитический метод расчета кольцевых диффузоров позволяет с определенной точностью оценить их энергетические характеристики. В некоторых случаях точность таких оценок может быть повышена, а трудоемкость расчетов уменьшена путем непосредственного использования опытных данных. При соответствующем выборе переменных эти опытные данные могут быть положены в основу построения простых расчетных номограмм. Для кольцевых диффузоров такая номограмма приведена на рис. 5-12. В ее верхней части дана экспериментальная зависимость коэффициента полных потерь от эквивалентного угла $\alpha_э$ при постоянной относительной длине $\bar{L}$, построенная на основании опытных данных различных авторов [Л. 1, 22, 41, 103] для $D/l = 5,4$.

Обращает на себя внимание тот факт, что все 85 экспериментальных точек в выбранной системе координат подчиняются определенной закономерности, отмеченной выше при рассмотрении влияния геометрических параметров. Так, при постоянной длине $\bar{L}$ рост угла $\alpha_э$ приводит вначале к падению потерь, а затем они достигают минимального значения и далее сравнительно медленно возрастают.

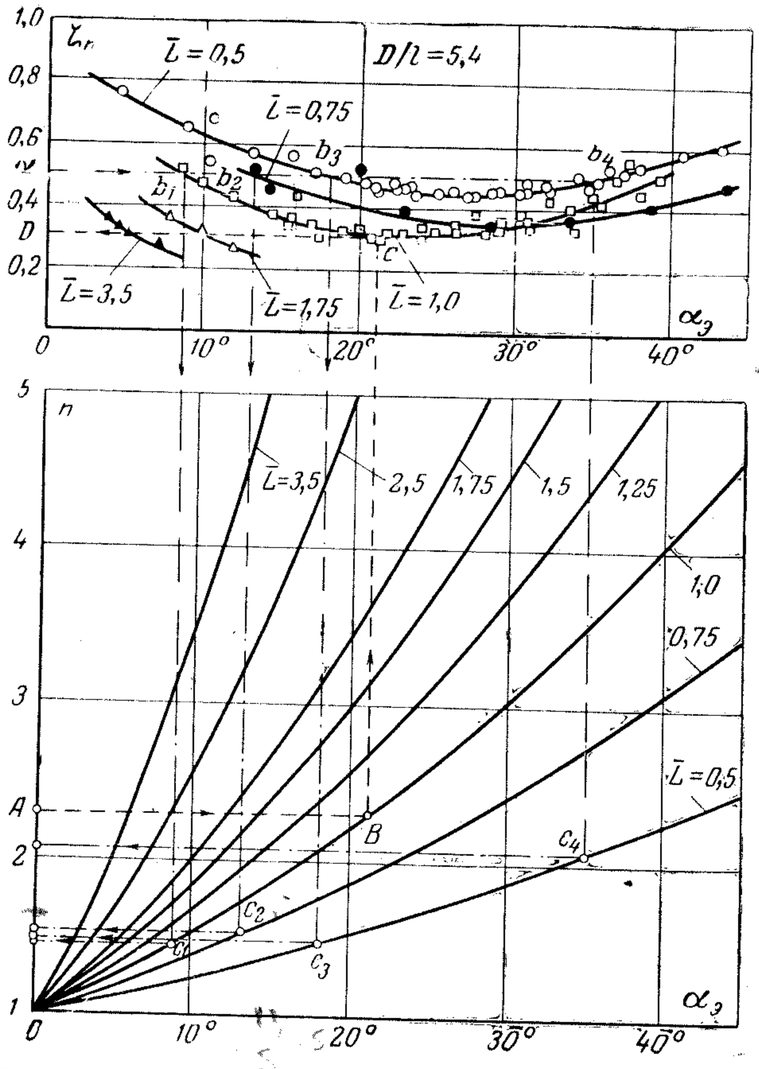


Рис. 5-12. Экспериментальная номограмма для расчета кольцевых диффузоров с прямолинейной осью ($D/l=5,4$).

С увеличением длины при $\alpha_э<20°$ коэффициент потерь снижается, а оптимальная величина угла[1] $\alpha_э$ обнаруживает тенденцию к уменьшению.

Отмеченная закономерность объясняется тем, что при постоянной длине $\bar{L}$ и неизменном диаметре $\bar{D}$ рост эквивалентного угла сопровождается увеличением степени расширения.

[1] Под оптимальным углом $\alpha_э$ мы будем понимать угол, при котором достигается минимум потерь.

При малых углах $\alpha_э$ увеличение степени расширения n сопровождается интенсивным падением потерь с выходной скоростью и небольшим ростом внутренних потерь. Однако с переходом к большим углам $\alpha_э$ ($\alpha_э>20°$) характер течения в диффузоре меняется. Здесь интенсивность роста внутренних потерь, вызванная появлением отрывных зон, превышает положительное влияние увеличивающейся степени расширения, и полные потери возрастают. С увеличением длины этот процесс начинается при меньших эквивалентных углах, так как в этом случае растет величина внутренних потерь, а большие степени расширения достигаются при сравнительно малых углах $\alpha_э$. В соответствии со сказанным правые ветви рассматриваемых кривых с увеличением длины поднимаются более круто.

Для практического использования номограммы в ее нижней части приведена зависимость между основными геометрическими параметрами диффузоров. С учетом этого дополнения оказывается возможным с максимальной простотой оценить потери в кольцевом диффузоре заданной геометрии или, задавшись уровнем потерь, найти геометрические параметры диффузора. В первом случае задача имеет единственное решение, во втором возможны различные варианты.

Например, требуется найти коэффициент полных потерь для диффузора с относительной длиной $\bar{L}=1$ и степенью расширения $n=2,3$. Используя нижнюю часть номограммы, на оси ординат находим точку A, соответствующую $n=2,3$. Двигаясь от нее параллельно оси абсцисс до пересечения с кривой $\bar{L}=1$, находим величину эквивалентного угла ($\alpha_э=21°15'$) и в верхней части номограммы получаем коэффициент полных потерь, $\zeta_п=0,30$ (точка D).

Несколько более сложным оказывается решение вопроса о проектировании нового диффузора по допустимому уровню потерь. Пусть требуется определить геометрические параметры диффузора, уровень потерь в котором не должен превышать $\zeta_п<0,5$. В этом случае, используя верхнюю часть номограммы, движемся от точки a, соответствующей заданным потерям, параллельно оси абсцисс до пересечения с экспериментальными кривыми в точках b_1, b_2, b_3 и b_4, получая четыре решения, эквивалентные по потерям. Практический выбор диффузора определяется далее, исходя из дополнительных условий.

Для турбомашин важным является требование габаритности. Тогда в рассматриваемом случае следует остановиться на третьем варианте, определяющем диффузор со следующими параметрами: $n=1{,}5$; $\bar{L}=0{,}5$; $\alpha_э=18°$.

Полученные результаты, естественно, следует скорректировать на заданный относительный диаметр входа, что можно сделать с помощью кривых на рис. 5-1.

5-5. Влияние конструктивных элементов и формы канала на экономичность кольцевых диффузоров

Рассмотренные характеристики кольцевых диффузоров были получены при равномерном входном поле скоростей и свободном кольцевом канале, не загроможденным конструктивными элементами, важнейшими из которых являются ребра.

Если влияние входной неравномерности в кольцевых диффузорах в некоторой степени рассмотрено в [Л. 137]

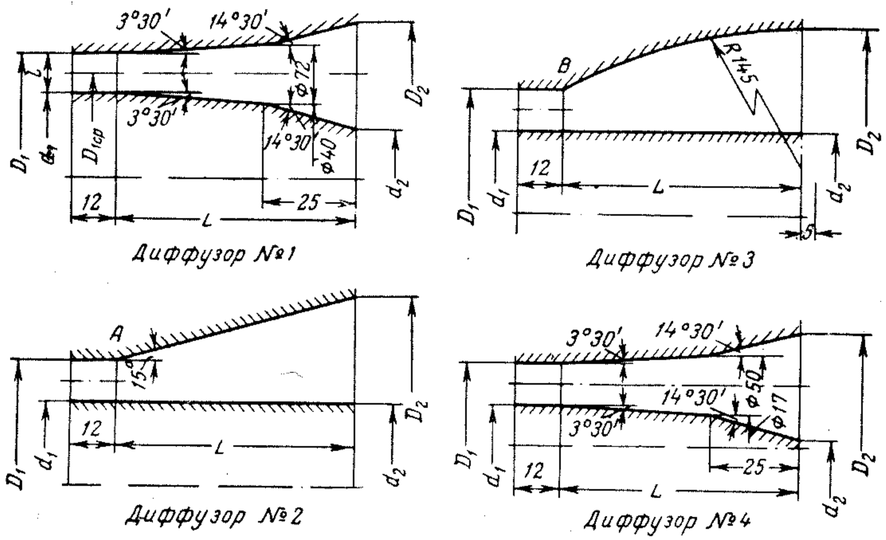


Рис. 5-13. Меридиональные сечения испытанных в МЭИ кольцевых диффузоров.

и затронуто в гл. 2, то данных, позволяющих оценить влияние ребер, крайне мало. В этой связи представляют определенный интерес исследования, проведенные в МЭИ с серией кольцевых диффузоров, меридиональные сечения которых приведены на рис. 5-13, а геометрические параметры сведены в табл. 5-3.

Таблица 5-3

Номера диффузоров	D_1, мм	D, мм	l, мм	D/l	d_1, мм	$\bar{d}_1$	d_2, мм
1	67	56	11	5,1	45	0,67	27
2	67	56	11	5,1	45	0,67	45
3	67	56	11	5,1	45	0,67	45
4	45	33,5	11,5	2,9	22	0,49	4

Продолжение табл. 5-3

Номера диффузоров	$\bar{d}_2$	D_2, мм	$\bar{D}_2$	L, мм	$\bar{L}$	n
1	0,4	85	1,27	65	0,97	2,64
2	0,67	102	1,52	65	0,97	3,5
3	0,67	102	1,52	65	0,97	3,5
4	0,09	63	1,40	65	1,44	2,57

Видно, что при одинаковой форме проточной части диффузоры № 1 и 4 различались практически только отношением D/l. Диффузоры № 2 и 3 имели цилиндрическую внутреннюю втулку, одинаковые входные и выходные размеры, но различные очертания канала в меридиональной плоскости. Если диффузор № 2 имел коническую внешнюю образующую, то внешняя образующая диффузора № 3 была выполнена криволинейной, в результате чего отмечается резкое увеличение площади сечений на входном участке.

Кроме того, все диффузоры были разделены продольными ребрами на шесть изолированных секторов и испытывались как с входными обтекателями, так и без них.

В данном случае улучшение условий входа путем установки обтекателей практически не оказало влияния на коэффициент полных потерь (рис. 5-14). Этот результат является следствием того, что в изолированных секторах структура потока определяется не условиями подвода, а теми возмущениями, которые вносятся скрепляющими ребрами. Установка последних не только загромождает входное сечение, но приводит также к возникновению устойчивых отрывных зон в канале. Косвенно на отрывной характер течения указывают уровень коэффициента потерь $\zeta_п$ и отсутствие зависимости его от числа Рейнольдса. Этот вывод подтвержда-

ется и прямыми измерениями поля скоростей в выходных сечениях.

В целом, как и следовало ожидать лучшими по экономичности оказались диффузоры № 1 и № 4 (рис. 5-14,*а* и *г*) ($\zeta_п = 0{,}50 \div 0{,}55$).

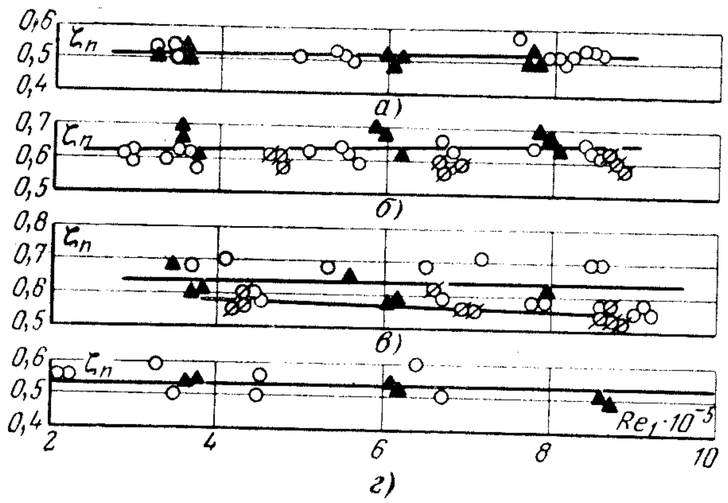


Рис. 5-14. Зависимость коэффициента $\zeta_п$ от числа Рейнольдса.

а — диффузор № 1; *б* — диффузор № 2; *в* — диффузор № 3; *г* — диффузор № 4; ○ — опыты без обтекателя; ▲ — опыты с обтекателем; ∅ — опыты с плавным входом.

Переход к большим эквивалентным углам и соответственно при одинаковой длине $\bar{L}$ к большим степеням расширения n не дал положительного результата. Коэффициент полных потерь для диффузоров № 2 и 3 повысился до 0,60—0,70. Это увеличение связано в первую очередь с появлением в канале резких угловых изломов (см. точки A и B на рис. 5-13). Плавное сопряжение образующих в точках A и B радиусом $r_1 = 10$ *мм* снизило потери на 5—7% для диффузора № 2 и на 10—15% для диффузора № 3. Полученные результаты еще раз подтверждают сделанный в гл. 3 вывод о роли угловых точек и указывают на необходимость плавных сопряжений во входной части диффузора.

5-6. Пример расчета кольцевого диффузора [1]

Ниже приводится расчет кольцевого диффузора, выполненный тремя методами: по характеристикам пограничного слоя, по эквивалентному углу расширения и по опытным данным.

[1] Расчеты выполнены инж. Л. М. Дыскиным.

Таблица 5-4

Наименование	Обозначение	Размерность	Расчетная формула	Результат расчета
Наружный диаметр на входе	D_1	*м*		0,293
Внутренний диаметр на входе	d_1	*м*		0,202
Наружный диаметр на выходе	D_2	*м*		0,352
Внутренний диаметр на выходе	d_2	*м*		0,248
Длина	L	*м*		0,111
Степень расширения	n		$n = \frac{D_2^2 - d_2^2}{D_1^2 - d_1^2}$	1,39
Средний диаметр на входе	D	*м*	$D = \frac{1}{2}(D_1 + d_1)$	0,247
Высота горла	l	*м*	$l = \frac{1}{2}(D_1 - d_1)$	0,0455
Относительный диаметр ступени	D/l			5,43
Относительный внутренний диаметр на входе	$\overline{d_1}$		$\overline{d_1} = d_1/D_1$	0,69
Относительный наружный диаметр на выходе	$\overline{D_2}$	—	$\overline{D_2} = \frac{D_2}{D_1}$	1,2
Относительный внутренний диаметр на выходе	$\overline{d_2}$	—	$\overline{d_2} = \frac{d_2}{D_1}$	0,85
Относительная длина	$\overline{L}$	—	$\overline{L} = \frac{L}{D_1}$	0,38
Эквивалентный угол раскрытия	$\alpha_э$	*град*	$\alpha_э = 2\operatorname{arctg}\left[\frac{\sqrt{1-\overline{d}^2}}{2\overline{L}}(\sqrt{n}-1)\right]$	19°20′
Скорость газа на входе	c_1	*м/сек*	Рассчитывается по параметрам на входе	178
Плотность газа на входе	ρ_1	$\frac{кг \cdot сек^2}{м^4}$	То же	0,0705
Плотность газа на выходе	ρ_2	$\frac{кг \cdot сек^2}{м^4}$	Рассчитывается по параметрам на выходе	0,0715
Вязкость газа на входе	ν_1	$м^2/сек$	Оценивается по параметрам на входе	$6{,}05 \cdot 10^{-5}$
Число Рейнольдса	Re_1		$Re_1 = \frac{c_1 D_1}{\nu_1}$	$8{,}63 \cdot 10^{-5}$
Форм-параметр пограничного слоя	H		$H = 1{,}4\left[1 + \frac{\sqrt{n}-1}{(L/l)^{0,2}}\right]$	1,565

Продолжение табл. 5-4

Наименование	Обозначение	Размерность	Расчетная формула	Результат расчета
Комплексный параметр	B		$B=\frac{0{,}144H}{\mathrm{Re}_{D_1}^{0,2}}\left(\frac{L}{D}\right)^{0,8}$	0,0037.
Условная относительная площадь вытеснения	$\overline{\Delta}^*_2$		Рассчитывается по (5-10) или графикам в приложении	0,025
Коэффициент внутренних потерь	ζ		$\zeta=\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2\frac{1}{n^2}\left[\frac{1}{(1-\overline{\Delta}^*_2)^2-1}\right]$	0,0268
Коэффициент полных потерь	$\zeta_п$		$\zeta_п=\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2\frac{1}{n^2(1-\overline{\Delta}^*_2)^2}$	0,53
Коэффициент „полноты" удара	$\varphi_д$	—	Находится по рис. 2-12 [Л. 54]	0,4
Коэффициент внутренних потерь	ζ		$\zeta=\varphi_д\left(1-\frac{1}{n}\right)^2$	0,112
Коэффициент полных потерь	$\zeta_п$		$\zeta_п=\zeta+\left(\frac{\rho_1}{\rho_2}\right)^2\frac{1}{n^2}$	0,63
Коэффициент полных потерь	$\zeta_п$		По номограмме рис. 5-12	0,52

Результаты расчета дают хорошее совпадение коэффициентов полных потерь, вычисленных по характеристикам пограничного слоя с опытными данными. Разница между указанными коэффицентами составляет здесь всего 1%, что указывает на достаточно большую точность теоретического метода расчета потерь в диффузорах, основанного на характеристиках пограничного слоя.

Различие между коэффициентами полных потерь, вычисленными по эквивалентному углу расширения $\alpha_э$ и опытным данным, составляет в приведенном примере 11%.

Геометрические режимные параметры и результаты расчета диффузора сведены в таблицу. Схема диффузора показана на рис. 2-2.

ГЛАВА ШЕСТАЯ

КРИВОЛИНЕЙНЫЕ ДИФФУЗОРЫ. СТРУКТУРА ПОТОКА В КРИВОЛИНЕЙНЫХ КАНАЛАХ

6-1. Вторичные течения в криволинейных каналах

Как известно [Л. 15, 17, 19], при течении газа в криволинейных каналах возникают вторичные течения. Механизм вторичных течений рассмотрим для канала

постоянного сечения, в котором поток совершает поворот на 90° (рис. 6-1,*а*). Предположим вначале, что скорости движения в канале малы по сравнению со скоростью звука, так что влиянием сжимаемости можно пренебречь. В связи с тем, что частицы газа движутся по криволинейным траекториям, давления на внешней (вогнутой) и внутренней (выпуклой) стенках канала

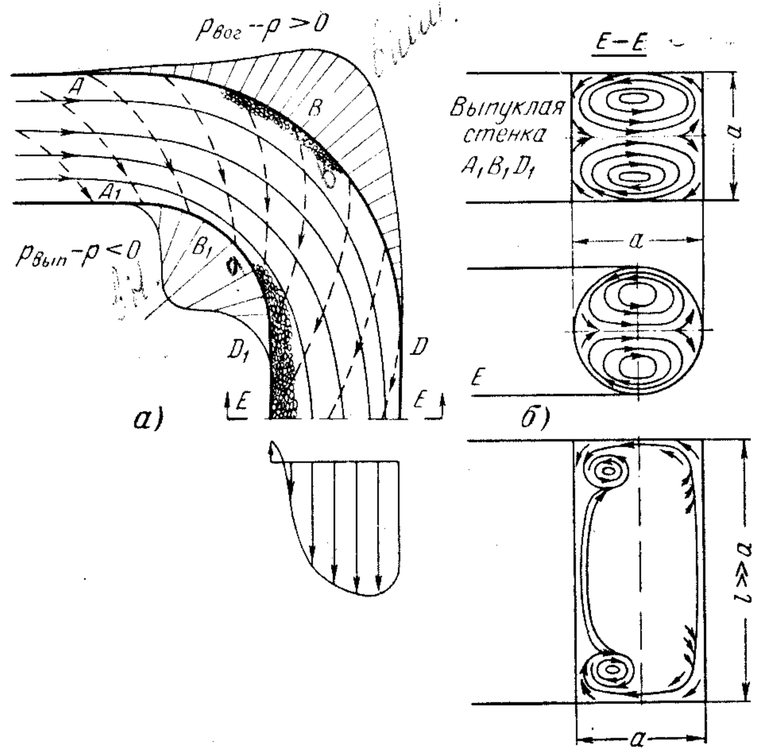


Рис. 6-1. Схема потока в криволинейных каналах с различной формой поперечного сечения.

оказываются разными и различно изменяются по направлению движения. Так как частицы ядра потока под действием центробежных сил оттесняются к внешней стенке, то давление вдоль AB возрастает по сравнению с давлением входящего потока p, а вдоль A_1B_1 уменьшается. За поворотом давление на вогнутой стенке снижается, а на внутренней возрастает; на значительном расстоянии за поворотом давления выравниваются.

Таким образом, в сечениях криволинейного канала устанавливается неравномерное распределение скоростей и давлений; здесь возникают поперечные градиенты давления. Частицы жидкости, движущиеся в погранич-

ном слое вдоль плоских стенок, находятся под воздействием разности давлений и, обладая малой скоростью в направлении основного движения, перетекают к внутренней стенке, испытывая большее отклонение, чем частицы, удаленные от стенок. По условию сплошности в ядре потока должны возникать компенсирующие течения, направленные к внешней стенке. В результате в канале образуется вторичное вихревое движение, которое налагается на основной поток. Линии тока вторичного течения являются замкнутыми в поперечном сечении канала (рис. 6-1,*б*).

Вторичное течение состоит из двух потоков, которые около плоских стенок направлены к выпуклой поверхности канала, а в центре — к вогнутой поверхности. Следовательно, вторичный поток имеет симметрично-винтовой характер. Линии тока вторичного течения на плоских стенках показаны пунктиром на рис. 6-1,*а*.

Вдоль участка вогнутой стенки AB и участка выпуклой стенки B_1D_1 течение диффузорное, и в зависимости от формы криволинейного канала здесь могут возникнуть отрывы. Отрыв на вогнутой стенке AB может быть локализован последующим конфузорным течением на участке BD. Отрыв на участке B_1D_1 имеет более значительную протяженность по потоку.

Структура вторичного течения в криволинейном канале и, вызываемая им, дополнительная потеря энергии существенно зависят от геометрической формы канала и режима потока (чисел Re и M). Опыты показывают, что структура вторичных течений изменяется при изменении формы сечения канала (рис. 6-1,*б*). Наибольшие отличия от рассмотренной выше схемы обнаруживаются в каналах с прямоугольной формой сечения ($l \gg a$ и $l \ll a$). В случае $l \gg a$ вторичное движение газа по вогнутой и выпуклой стенкам затруднено, так как частицы должны проделать длинный путь и преодолеть сопротивление трения. Такое перетекание оказывается возможным только в пограничном слое вдоль плоских стенок; оно начинается на вогнутой поверхности (у плоских стенок) и продолжается на плоских стенках в направлении к выпуклой поверхности, где пограничный слой, участвующий в периферийном движении, сливается с пограничным слоем основного потока и интенсивно набухает. Вместе с тем, как уже указывалось, благодаря движению в пограничном слое от вогнутой поверхности

к выпуклой в ядре потока у плоских стенок образуются компенсирующие течения, направленные к вогнутой стенке. Эти течения совместно с пограничным слоем, движущимся вдоль плоских стенок в противоположном направлении, образуют замкнутые вихревые области, охватывающие не все сечение потока, а только часть его вблизи выпуклой поверхности и плоских стенок. В рассматриваемом канале прямоугольного сечения вторичное течение вырождается в пару вихрей, вращающихся в противоположных направлениях.

В каналах с $l \ll a$ вторичное течение затруднено трением на плоских стенках, влияние которого сказывается и в ядре потока, что приводит к гашению компенсирующих течений от выпуклой к вогнутой поверхности. В результате в таких каналах вторичное движение вырождается в мелкие вихри, концентрирующиеся вблизи углов канала.

Важные особенности структуры потока обнаруживаются в кольцевых криволинейных каналах. Действительно, сравнивая распределение потерь в выходном сечении кольцевых криволинейных каналов при отношениях $d_1/d_2=0$; 0,19; 0,31 и 0,6 (рис. 6-2), можно заметить качественное изменение структуры при переходе от цилиндрического криволинейного канала ($d_1/d_2=0$) к кольцевому. В первом случае зона резко повышенных потерь располагается в нижней части потока у выпуклой стенки и отражает влияние отрыва, образующегося в диффузорной области. В кольцевых каналах появляется несколько зон повышенных потерь, симметрично расположенных по окружности. Число этих зон не зависит в определенных пределах от соотношения внутреннего и внешнего диаметров канала, однако уровень потерь в них в основном определяется d_1/d_2. При увеличении параметра d_1/d_2 потери во всех точках сечения существенно ворастают, особенно интенсивно в ядре областей повышенных потерь. Этот результат подтверждается также измерениями суммарных потерь в каналах с различными d_1/d_2 (рис. 6-3,*а*). Так, при переходе от $d_1/d_2=0$ к $d_1/d_2=0{,}6$ коэффициент потерь увеличивается почти вдвое. Кривые на рис. 6-3,*а* показывают, что с ростом числа M_2 во всех каналах потери снижаются.

Физическая картина течения в кольцевом криволинейном канале иллюстрируется графиками распределения относительных скоростей по обводам канала

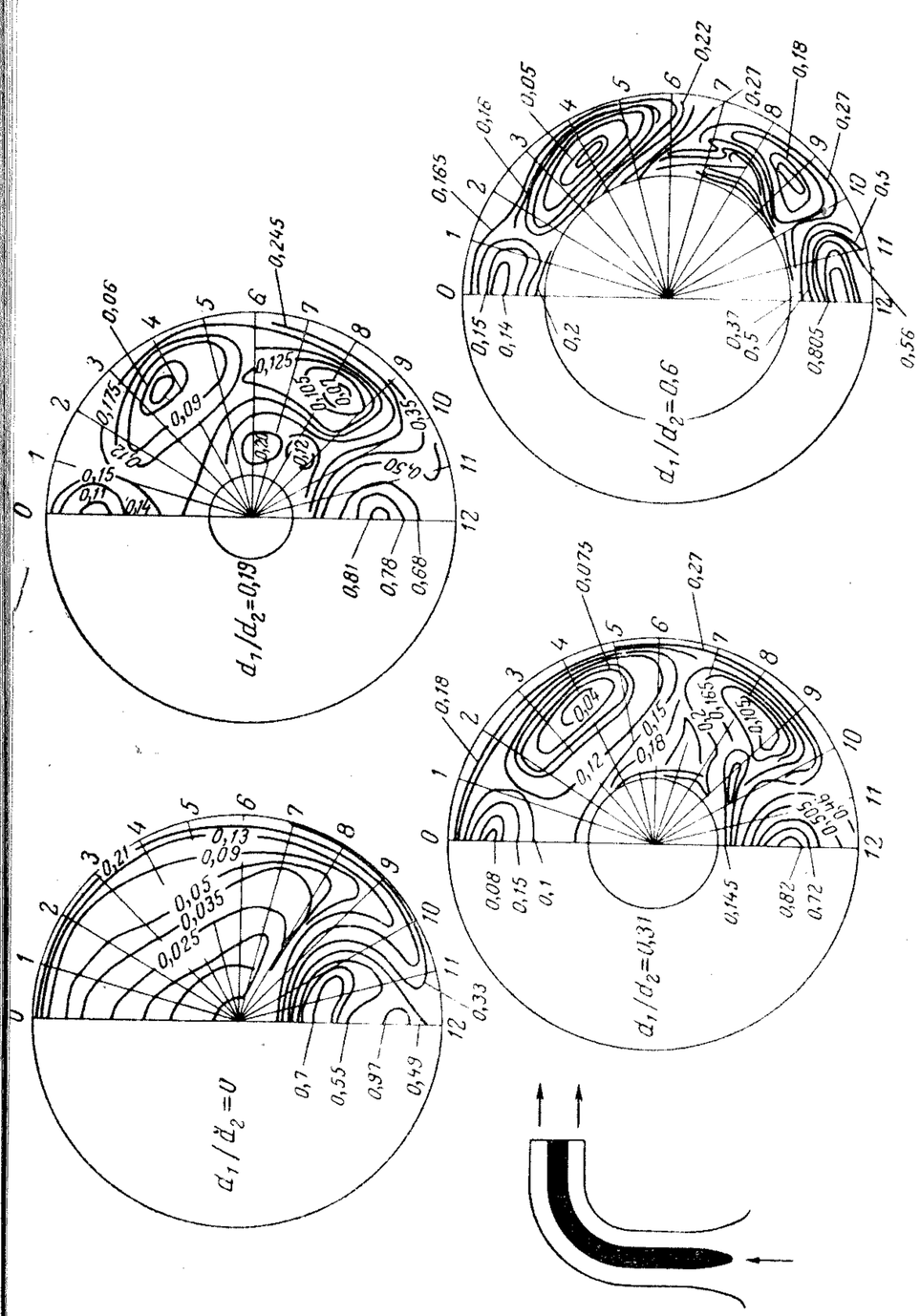
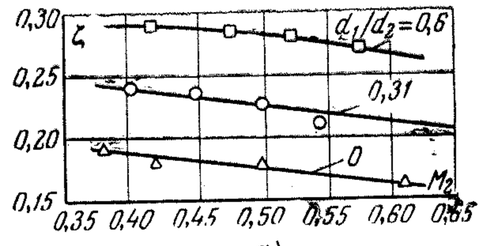


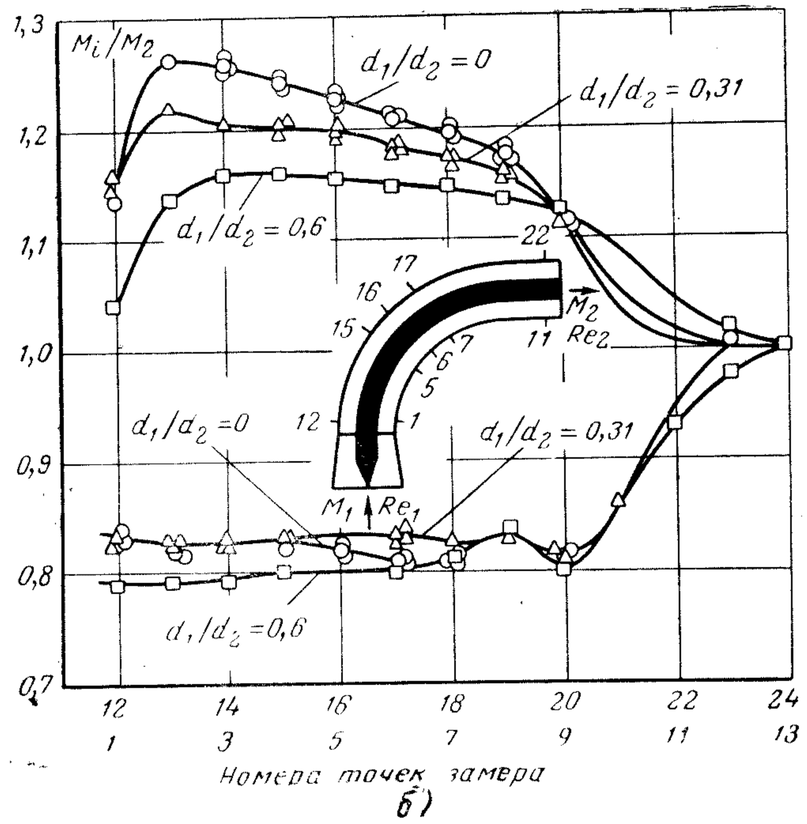
Рис. 6-2. Распределение потерь в выходном сечении кольцевого криволинейного канала при различных значениях параметра d_1/d_2.

(рис. 6-3,*б*). Здесь отчетливо видно, что разность скоростей между вогнутой и выпуклой стенками канала, а также значения скоростей в различных точках обвода существенно изменяются в зависимости от d_1/d_2. С ростом d_1/d_2 указанная разность скоростей снижается; несколько уменьшаются относительные скорости во всех точках обвода, за исключением выходного сечения.



а)

Приведенные опытные данные показывают, что в криволинейном кольцевом канале вторичные течения имеют иную структуру. Системы двух вихрей распадаются;



б)

Рис. 6-3. Характеристики криволинейного кольцевого канала постоянного сечения. (Опыты МЭИ.)

а — суммарные потери в канале в зависимости от M_2 для различных d_1/d_2; *б* — распределение скоростей по обводам канала.

в таком канале в зависимости от отношения d_1/d_2 образуются шесть вихревых областей, равномерно расположенных по окружности. Во вторичных течениях участвует пограничный слой как на внешнем, так и на внутреннем обводах. Под влиянием поперечного градиента давления происходит стекание слоя в нескольких точках внутренней поверхности и его увлечение в зоны компенсирующих течений. Увеличение потерь в кольцевых криволинейных каналах объясняется также возрастанием поверхности трения в пограничном слое на внутреннем обводе. Следует учитывать, что движение слоя происходит по винтовым линиям тока, что увеличивает действительную поверхность трения.

Необходимо иметь в виду, что благодаря интенсивному скоплению слоя на выпуклой поверхности внешнего обвода и внутренней поверхности вставки отрыв, обнаруживаемый после поворота, оказывается значительно более развитым, чем в случае обычного криволинейного канала.

6-2. Влияние основных геометрических и режимных параметров на эффективность плоских криволинейных диффузоров

Рассмотрим основные характеристики плоских криволинейных диффузоров по данным опытных исследований. На образование вторичного течения в криволинейных диффузорах (каналах) затрачивается часть кинетической энергии потока. Потери энергии, обусловленные кривизной канала, можно рассматривать как сумму: а) дополнительных потерь на трение вследствие вторичного движения; б) вихревых потерь в зонах отрыва; в) потерь, вызванных вихревыми компенсирующими течениями. Наибольшую часть потерь составляют вихревые потери вследствие отрыва.

На рис. 6-4 приведены данные Х. Нипперта, характеризующие влияние некоторых геометрических характеристик канала на коэффициент потерь. Здесь коэффициент ζ определен как разность полных энергий на входе и выходе, отнесенная к скоростному напору на входе в канал. Как видно из рис. 6-4, ζ существенно зависит от внутреннего r_1 и наружного r_2 радиусов кривизны, в основном от степени расширения канала, определяемой отношением $n=a_2/a_1$ (если $n<1$, то канал кон-

фузорный; если $n>1$, то канал диффузорный). При заданном n изменение r_1 или r_2 приводит к изменению отношения $\bar{a}_m=a_m/a_1$ и, следовательно, площади сечения вдоль оси потока. Точки минимума кривых ζ соответствуют различным $\bar{r}_2=r_2/a_1$ в зависимости от $\bar{r}_1=r_1/a_1$. Оптимальные значения $\bar{r}_1$ несколько меньше $\bar{r}_2$. При данном $\bar{r}_1$ увеличение $\bar{r}_2>\bar{r}_{2\text{опт}}$ приводит к особенно рез-

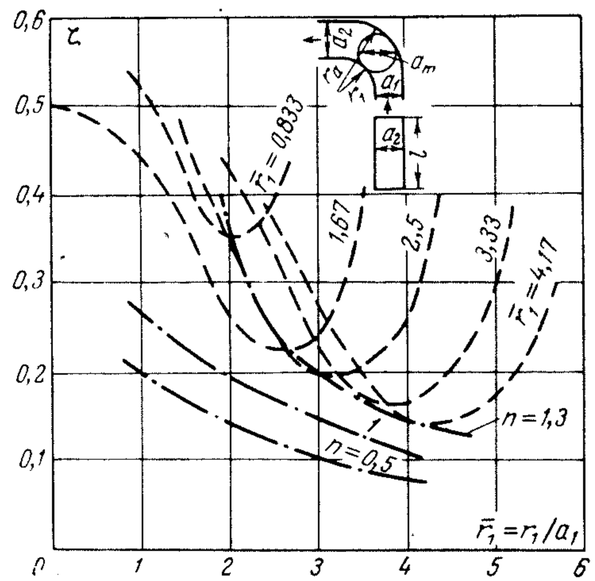


Рис. 6-4. Влияние радиусов кривизны вогнутой и выпуклой стенок плоского криволинейного канала с углом поворота 90° на коэффициент потерь энергии для различных степеней расширения n.

кому возрастанию потерь. В этом случае криволинейный канал приобретает суживающе-расширяющуюся форму; скорость потока на повороте и потери возрастают.

Кривые на рис. 6-4 отражают также влияние основного параметра n. В диффузорных каналах ($n>1$) потери существенно выше, чем в каналах постоянного сечения ($n=1$) и конфузорных ($n<1$). Во всем диапазоне значений $\bar{r}_1$ и $\bar{r}_2$ огибающая кривых ζ ($\bar{r}_2$, $\bar{r}_1$) лежит выше для диффузорного канала ($n=1{,}30$). Промежуточное положение занимает канал постоянного сечения ($n=1$).

Аналогичное влияние геометрического параметра n обнаруживается и для канала с углом поворота 180°. Минимум потерь при этом отвечает значениям $n<1$,

причем оптимальное поджатие в выходной части канала уменьшается с переходом к диффузорным каналам ($n>1$).

Рассмотрим некоторые результаты исследований криволинейных диффузорных каналов, которые были выполнены в МЭИ В. И. Никитиным. Графики распределения давлений по образующим канала (рис. 6-5), построенные для различных чисел M_1 и Re_1, показывают, что на входе в канал (точки *27—21*) на вогнутой поверхности образуется диффузорный участок с большими градиентами давления. Еще более интенсивной оказывается диффузорная область на выпуклой стенке у выхода (точки *9—11*). Важным является тот факт, что за диффузорным участком на вогнутой поверхности следует область конфузорного течения (точки *20—12*), в которой происходит локализация отрыва, если он возникает на предшествующем диффузорном участке. На выпуклой стенке отрыв, возникающий в диффузорной области вблизи выходного сечения, не локализуется.

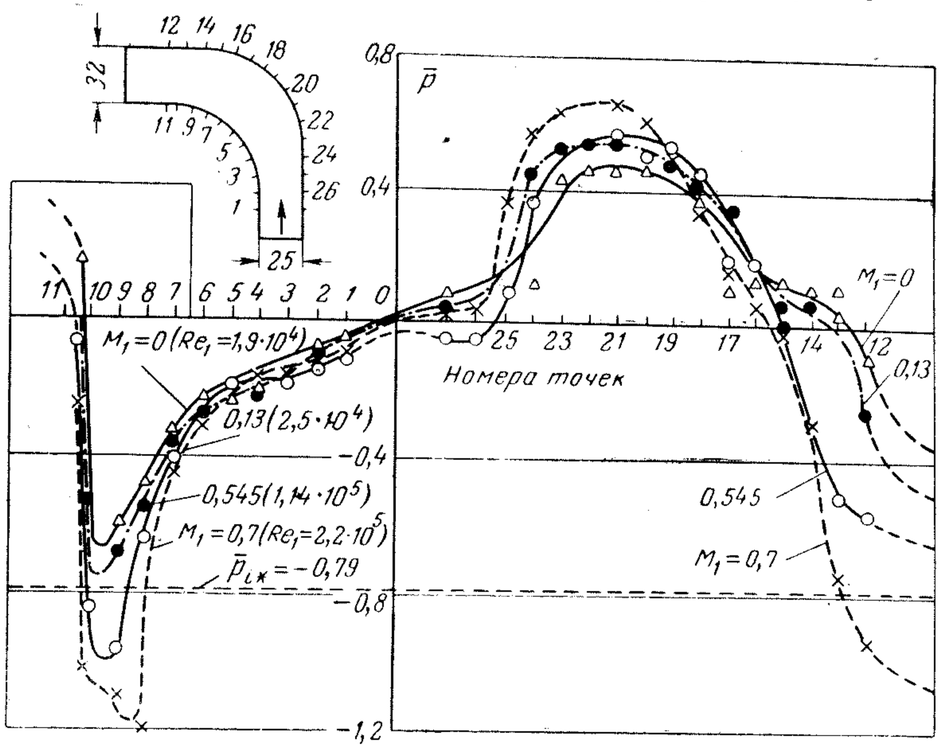


Рис. 6-5. Распределение давлений по вогнутой и выпуклой стенкам плоского криволинейного диффузора при различных числах M_1 и Re_1.

При увеличении числа M_1 заметно возрастают градиенты давления как на диффузорных, так и в особенности на конфузорных участках канала. Общая неравномерность распределения давлений в канале увеличивается. Следует отметить, что при числе $M_1=0{,}7$ в точках *8—10* на выпуклой стенке достигаются сверхзвуковые скорости, так как коэффициенты давления в этих

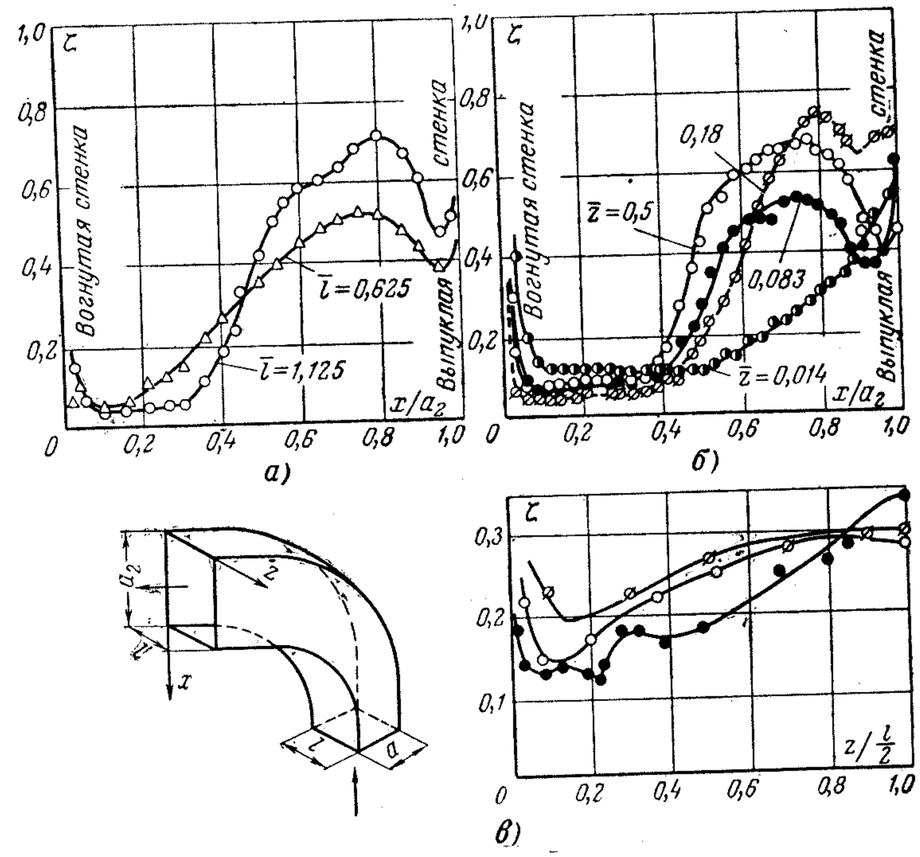


Рис. 6-6. Распределение коэффициентов потерь по ширине (*а* и *б*) и высоте (*в*) плоского криволинейного диффузора с углом поворота 90°. (Опыты МЭИ.)

точках оказываются ниже критического значения $\bar{p}_{i*}=-0{,}79$ при этом значении M_1 (рис. 6-5). Отметим также, что расхождение кривых $\bar{p}$ для чисел $M_1\approx0$ и $M_1=0{,}13$ объясняется влиянием числа Рейнольдса.

Распределение коэффициентов потерь по ширине канала в выходном сечении подтверждает, что вблизи выпуклой стенки возникает отрыв (рис. 6-6,*а*). Здесь резко возрастают потери энергии, что характерно для

развитых областей отрыва. Заметим, что с увеличением высоты канала $\bar{l}$ потери вблизи выпуклой стенки увеличиваются, а у вогнутой стенки снижаются. Следовательно, вторичное перетекание пограничных слоев с плоской стенки на выпуклую приводит к уменьшению протяженности зоны отрыва и некоторому снижению потерь энергии. Косвенным подтверждением этого предположения могут служить графики на рис. 6-6,*б*, где представлено распределение потерь по ширине канала для различных расстояний от плоской стенки. В зоне вторичных течений в пограничных слоях у плоских стенок ($\bar{z}=z/l=0{,}014$ и $\bar{z}=0{,}083$) значения коэффициентов потерь вблизи выпуклой стенки оказались более низкими, чем в сечениях, удаленных от плоских стенок ($\bar{z}=0{,}18$ и $\bar{z}=0{,}5$).

Представляет интерес и распределение потерь по высоте канала (рис. 6-6,*в*), показывающее, что влияние высоты в диффузорных криволинейных каналах, движение в которых происходит с отрывом, оказывается сложным. Отрыв на выпуклой стенке не достигает плоских стенок, так как вторичные течения являются конфузорными. Вторичные течения ограничивают развитие зоны отрыва вдоль выпуклой стенки и оттесняют эту зону к средним сечениям, где потери из-за этого возрастают.

Кривые на рис. 6-6 позволяют сделать вывод о резко неравномерном распределении параметров потока по сечению, что, естественно, объясняется не только влиянием вторичных течений, но и, главным образом, влиянием отрыва. Линии постоянных коэффициентов потерь для каналов с $\bar{l}=0{,}625$ и $\bar{l}=1{,}125$ (рис. 6-7) показывают, что при меньшей высоте $\bar{l}$ происходит не только смыкание вторичных течений, но и деформация вихревой области на внутренней стенке за счет вторичных течений. Сокращение этой области при весьма малых высотах способствует снижению потерь за счет уменьшения основной составляющей — вихревых потерь в зоне отрыва.

Вторичные течения, ограничивающие зону отрыва на выпуклой стенке, одновременно оттесняют эту зону в ядро течения (область *I* на рис. 6-7); размеры и протяженность области *II* (максимальных потерь) изменяются при изменении высоты канала. Оттеснение отрывного течения в ядро потока характеризуется также сме-

щением вихревых зон *III* к оси выходного сечения и увеличением их размеров.

Смыкание вторичных течений в условиях отрыва происходит также на выпуклой стенке, причем вихревые зоны *III* сохраняют при этом свою структуру. Проник-

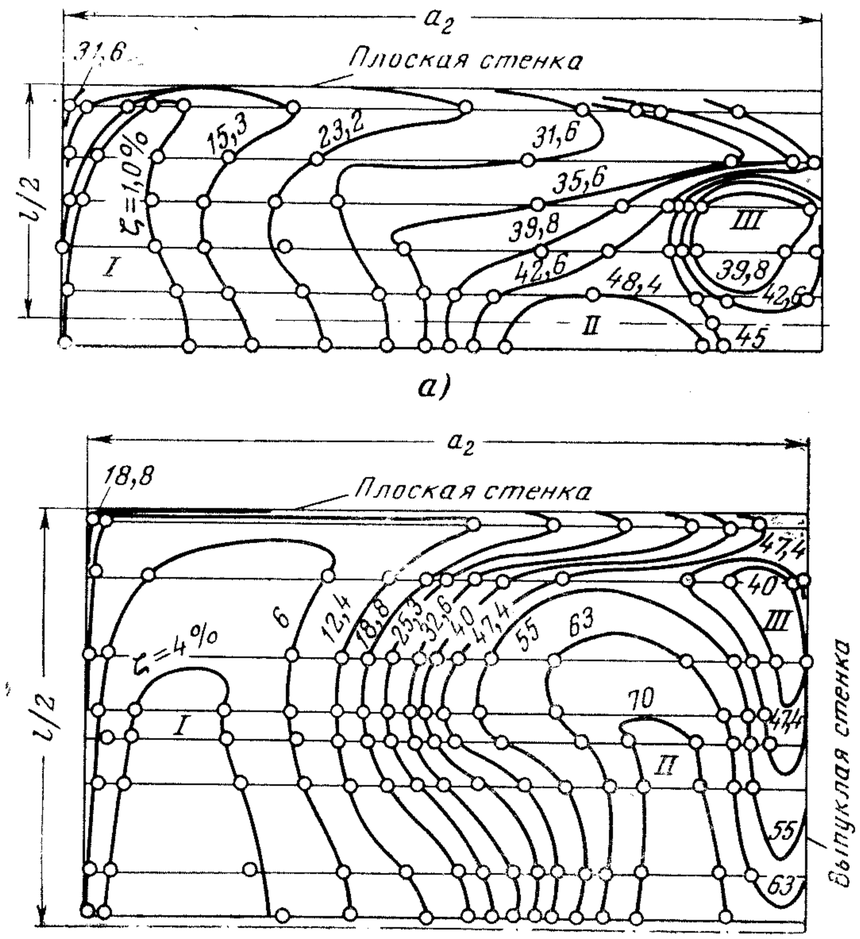
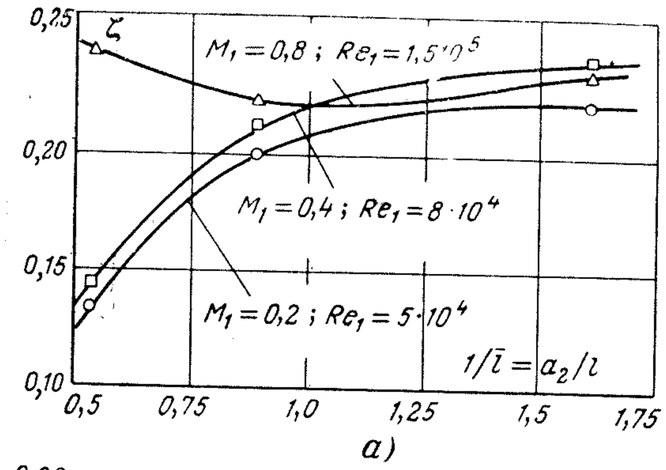


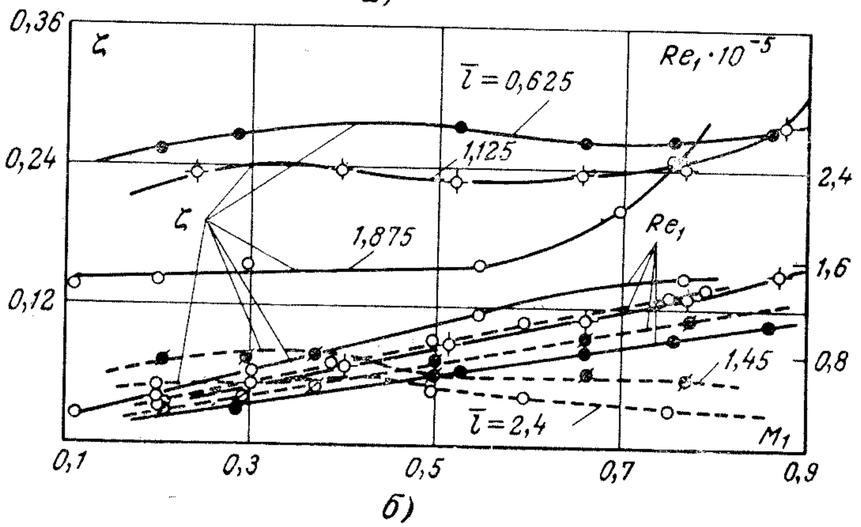
Рис. 6-7. Распределение коэффициентов потерь энергии в выходном сечении плоских криволинейных диффузоров различной высоты ($M_1=0{,}76\div0{,}8$; $Re_1=2{,}1\cdot10^5$. Опыты МЭИ.)
а — $\bar{l}=l/a_2=0{,}625$; *б* — $\bar{l}=1{,}125$.

новение вторичных течений в область отрыва приводит к некоторому снижению потерь вблизи выпуклой стенки. Этот результат объясняется тем, что вторичный поток обладает большей кинетической энергией, чем поток в зоне отрыва. Однако оттеснение зоны *II* оказывает отрицательное влияние на ядро области *I* (у вогнутой

стенки канала). Зона *I* сужается и потери в ней возрастают. Граница вихревой зоны *II* вогнутая, и плоские стенки образуют фиктивный канал с уменьшающимся сечением по потоку. При этом в зоне *II* образуется стационарный вихрь или система периодически образующихся вихрей меньшей интенсивности. В последнем слу-



а)



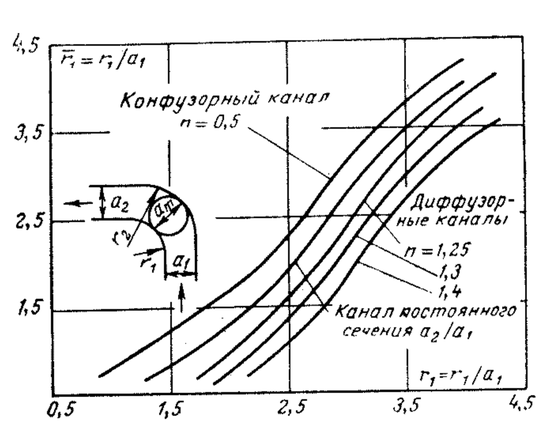
б)

Рис. 6-8. Влияние относительной высоты (*а*) и числа M_1 (*б*) на потери в плоском криволинейном диффузорном канале с углом поворота 90°.

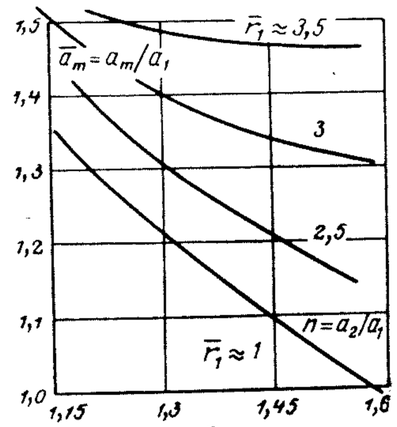
чае течение будет периодически нестационарным (пульсирующим).

Влияние основного геометрического параметра (относительной высоты) и режимных параметров (чисел M_1 и Re_1) на потери в диффузорном канале с углом пово-

рота 90° можно видеть на рис. 6-8. Прежде всего следует отметить, что зависимость ζ от высоты не является линейной (рис. 6-8,*а*). Особенно интенсивное возрастание потерь с уменьшением высоты отмечается при $1/\bar{l}\leqslant\leqslant1,0$. Если число $M_1>M_{1*}$ (M_{1*} — критическое число M_1 для криволинейного канала), то зависимость ζ $(1/\bar{l})$ изменяется: с уменьшением высоты потери в начале снижаются, а затем несколько возрастают. В канале



а)



б)

Рис. 6-9. Оптимальные геомегрические параметры плоских криволинейных диффузоров.

а — относительные радиусы кривизны стенок; *б* — степень диффузорности входного участка для угла поворота 90°.

с $\bar{l}=1,875$ при $M_1>M_{1*}$ скачок уплотнения, замыкающий местную сверхзвуковую область на выпуклой стенке, приводит к отрыву, причем область отрыва распространяется на всю высоту канала. Естественно, что в этом случае потери резко возрастают по сравнению с докритическими режимами.

На рис. 6-9 приведены значения оптимальных радиусов кривизны и соотношения характерных сечений канала, обеспечивающие минимальную интенсивность вторичных течений в криволинейном диффузорном канале с углом поворота потока 90°. Из графиков следует, что в диффузорных и слабо конфузорных каналах целесообразно среднее сечение канала a_m выполнять увеличенным ($\bar{a}_m=a_m/a_1>1$), а затем обеспечивать конфузорное течение соответствующим поджатием. В этом случае уменьшается разность давлений между вогнутой и выпуклой поверхностями в сечениях, где кривизна канала максимальна, и, следовательно, снижается интенсив-

ность вторичных течений. Кроме того, поджатие выходной части канала сокращает область отрыва на выпуклой стенке AB (см. рис. 6-1,*а*), а в некоторых случаях и предотвращает отрыв. Опыты Х. Нипперта показали, что в зависимости от угла поворота, радиусов кривизны вогнутой и выпуклой стенок оптимальные соотношения величин a_m и a_1 изменяются. Этот результат подтвержден также опытами МЭИ.

Указанные соотношения зависят также от геометрической диффузорности канала, т. е. от n. Опыты показывают, что с увеличением радиусов кривизны спинки и вогнутой поверхности потери от вторичных течений уменьшаются. Вместе с тем (рис. 6-9,*а*) с увеличением радиуса кривизны выпуклой стенки $\bar{r}_1$ возрастает оптимальное значение $\bar{a}_m$ при данных угле поворота и степени расширения n. Зависимость $\bar{a}_m$ от n, соответствующая минимальным потерям в криволинейном канале с углом поворота 90°, показана на рис. 6-9,*б*. Следует также отметить влияние относительной высоты канала $\bar{l}$ на оптимальное значение параметра $\bar{a}_m$. Зависимость $\bar{a}_m=f(\bar{l})$ должна иметь максимум, положение которого будет определяться геометрической степенью диффузорности канала n. Важнейшим геометрическим параметром криволинейного канала является угол поворота потока. В МЭИ были исследованы плоские криволинейные каналы с углами поворота 150, 180 и 250°. Х. Ниппертом были определены оптимальные геометрические размеры каналов с углом поворота 180°. При изменении угла поворота должны изменяться интенсивность вторичных течений, положение и число вихревых зон и областей отрыва. В каналах с углами поворота 150—180° область отрыва на начальном участке выпуклой стенки может существенно развиться в последующем криволинейном потоке, если не применять специальных способов профилирования.

Соответствующие опытные данные приведены на рис. 6-10 и 6-11. Следует отметить, что с увеличением n конфузорность выходного участка $\bar{a}_m$ должна уменьшаться для каналов с такими углами поворота. Однако диффузорность входного участка, определяемая отношением $\bar{a}_m=a_2/a_1$, с увеличеинем n возрастает (рис. 6-10,*б*). При достаточно больших степенях расширения канала n построение канала с $\bar{a}_m>1$ и $\bar{a}'_m>1$ может вызвать некоторые трудности, так как эти параметры окажутся не в оптимальной зоне. Некоторые отступления от рекомендуемых параметров (рис. 6-10,*а*) не вызывают заметного изменения характеристик криволинейного диффузорного канала. Следовательно, и в каналах с большими углами поворота оказывается целесообразным уменьшать скорости перед поворотом (вводить местную диффузорность $\bar{a}_m>1$), а за поворотом увеличивать скорости введением местной конфузорности ($\bar{a}'_m>1$).

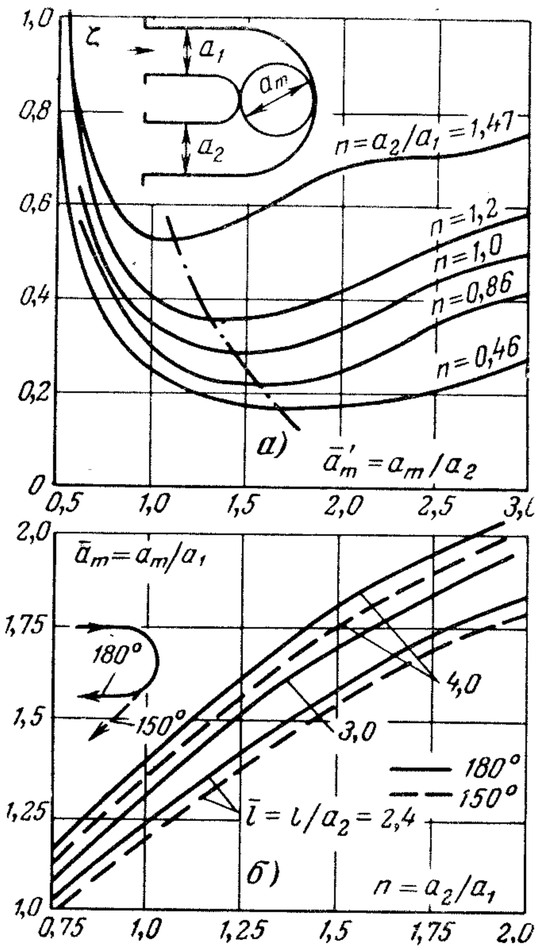


Рис. 6-10. Влияние степени расширения n и степени поджатия выходного участка $\bar{a}'_m$ криволинейного диффузора с углом поворота 180° на потери энергии (*а*) и зависимости оптимальной степени расширения входного участка $\bar{a}_m$ от степени расширения канала n для каналов с углами поворота 150 и 180° (*б*).

Соответствующие результаты были получены в МЭИ для каналов с углами поворота 150—250°. Как видно из рис. 6-10,*б*, для каналов с углами поворота 150 и 180° оптимальная диффузорность входного участка примерно одинакова. Для плоского канала с углом поворота 250° оказалось необходимым вводить последовательно два диффузорных и два поджимающих участка (рис. 6-11). В этом случае потери энергии оказались минимальными, однако достаточно высокими. При углах поворота $\theta>180°$ важное значение имеет длина участка постоянного сечения за первым поворотом.

Обобщенные графики потерь энергии в криволинейных диффузорных каналах показаны на рис. 6-12. Легко

видеть, что влияние угла поворота канала резко возрастает с увеличением степени расширения. Вместе с тем при правильной организации потока в криволинейном диффузорном канале можно обеспечить умеренные потери энергии даже при больших углах поворота.

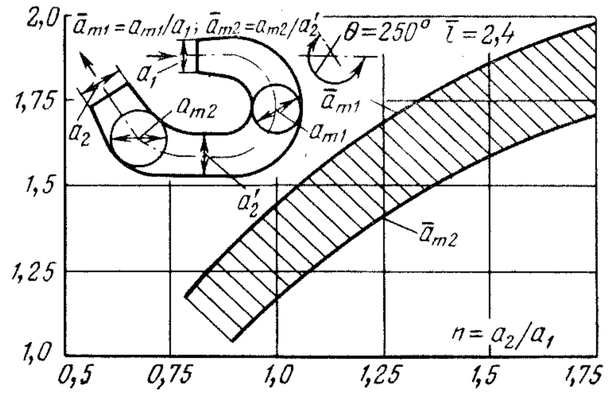


Рис. 6-11. Оптимальные степени расширения входного участка $\bar{a}_{m1}$ и выходного участка $\bar{a}_{m2}$ в зависимости от степени расширения канала n с углом поворота 250°.

На оси ординат на рис. 6-12 нанесены коэффициенты потерь в прямых диффузорах с соответствующими степенями расширения и малыми углами раскрытия. Сопоставление с этими значениями позволяет оценить дополнительные потери в криволинейных диффузорах, обусловленные вторичными течениями и отрывами.

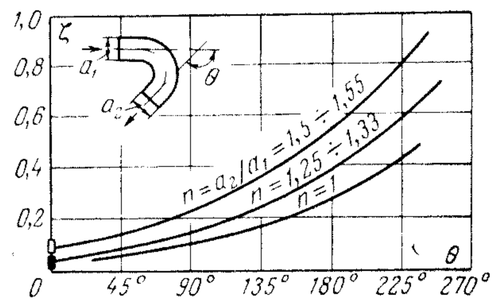


Рис. 6-12. Обобщенный график потерь в криволинейных плоских диффузорах в зависимости от степени расширения n и угла поворота потока в канале θ.

Важные результаты были получены при исследовании влияния степени расширения криволинейных диффузоров с постоянными углами поворота потока. Увеличение n должно приводить к возрастанию потерь энергии и образованию отрыва. Было установлено существование зависимости предельной степени расширения криволинейного диффузора от угла поворота потока

(рис. 6-13). При $n>n_{пр}$ восстановление давления в криволинейном диффузоре резко снижалось и диффузор практически переставал работать. Естественно, что в криволинейных диффузорах максимально достижимая степень расширения $n_{пр}$ оказалась существенно ниже, чем в прямолинейных.

Заметного улучшения структуры потока и снижения потерь в криволинейном плоском диффузоре можно добиться применением отсоса пограничного слоя перед зоной отрыва на выпуклой стенке вблизи выходного сечения. Кроме того, в тех случаях, когда отсос нельзя осуществить, целесообразна установка поворотных лопаток с неравномерным шагом. Число устанавливаемых лопаток должно быть минимальным (1—2).

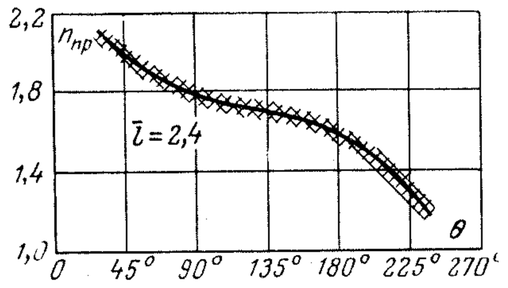


Рис. 6-13. Предельные степени расширения плоского криволинейного диффузора в зависимости от угла поворота потока θ.

Проведенные в последнее время опыты показали, что применение короткого разделительного ребра на вогнутой стенке канала (по всей длине) и несквозных канавок на плоских стенках вблизи выпуклой поверхности позволяет заметно снизить потери и повысить предельную степень расширения.

Указанные способы рационально применять, обеспечив оптимальные геометрические параметры диффузоров, в частности радиусы кривизны вогнутой и выпуклой стенок канала и степень диффузорности входного участка $\bar{a}_m$.

Влияние двух важнейших режимных параметров (чисел Re_1 и M_1) на потери в криволинейных каналах с различными углами поворота изучено еще недостаточно. С увеличением Re_1 потери в канале уменьшаются. Турбулизация слоя вблизи отрыва приводит к смещению линии отрыва по потоку, что и вызывает резкое снижение потерь.

Влияние сжимаемости при докритических скоростях сказывается в том, что интенсивность вторичных течений снижается. Анализ кривых распределения давления (см. рис. 6-5) показывает, что с ростом числа Маха умень-

145—2з

шаются поперечные градиенты давления в канале, так как коэффициенты давления возрастают более интенсивно на выпуклой стенке, чем на вогнутой.

6-3. Влияние основных геометрических и режимных параметров на работу кольцевых криволинейных диффузоров

Экспериментальное исследование влияния геометрических параметров на работу кольцевых криволинейных диффузоров связано с большими трудностями. Они вытекают из того, что для характеристики даже плоского криволинейного диффузора необходимо задание пяти безразмерных величин, а с переходом к осерадиальному варианту (см. рис. 2-2,*б*) число их возрастает до шести. Тогда, изменив каждый из шести параметров 4 раза, придем к выводу, что для получения полных экспериментальных данных по кольцевым криволинейным диффузорам необходимо испытать нереально большое количество вариантов, определяемое числом сочетаний из 24 элементов по 6, т. е.

$$C_{24}^{6} = \frac{24!}{6!8!} = 134\,594 \text{ варианта.}$$

В результате при исследовании осерадиальных диффузоров ограничиваются геометрическими параметрами, влияние которых должно быть решающим.

Имеющиеся опытные данные по указанной группе диффузоров, вообще говоря, ограничены и показывают в большинстве влияние только одного-двух параметров. Кроме того, результаты некоторых исследований оказываются противоречивыми.

Наиболее полное исследование осерадиальных диффузоров проведено Н. М. Кондаком [Л. 60]. Рассмотренные им формы безлопаточных кольцевых поворотов оказались неудачными и привели автора к выводу о нецелесообразности применения безлопаточных осерадиальных диффузоров. Эти результаты, однако, противоречат ранним исследованиям [Л. 7, 15, 70] и не подтвердились в последующих работах [Л. 8, 41, 103].

Так, И. А. Биндлер получил в осерадиальном диффузоре со степенью расширения $n=2$ полный коэффициент потерь $\zeta_п \approx 0{,}61$.

445 — 13

В опытах Р. Н. Богомолова и Л. А. Дорфмана [Л. 8] минимальный коэффициент полных потерь $\zeta_п$ составлял 43%. На этом же уровне оказались потери в опытах М. П. Уманского [Л. 103] и С. А. Довжика и П. И. Морозова [Л. 41].

Таким образом, при правильном выборе соотношений между геометрическими параметрами в кольцевых криволинейных каналах можно преобразовать в потенциальную энергию давления более 50% кинетической энергии потока на входе. Для решения этой задачи, однако, необходимо рассмотреть влияние важнейших геометрических параметров.

Рассмотрим следующие безразмерные параметры диффузора: безразмерный диаметр на входе $\theta = D/l$, «радиальность» D_2/D_1, «интенсивность» поворота L/l, безразмерный радиус $\bar{r}_2 = r_2/r_1$ и степень расширения n.

Каждый из приведенных параметров имеет определенный физический смысл. Так, θ характеризует входные условия и структуру и интенсивность вторичных течений, r_2/r_1 определяет форму канала в меридиональном сечении диффузора, L/l показывает, сколь «резко» происходит поворот, и т. д.

Все опыты были проведены на воздухе при постоянных значениях режимных параметров M_1 и Re_1, равных соответственно 0,3 и $5 \cdot 10^5$.

Безразмерные геометрические параметры исследованных диффузоров, оптимальные степени расширения и минимальные значения потерь даны в табл. 6-1.

Испытывались пять серий диффузоров. В первой серии исследовалось влияние формы проточной части, характеризуемой отношением радиусов r_2/r_1; во второй серии изменялась относительная длина L/l; в третьей и четвертой сериях изменялась «радиальность» и в пятой серии исследовалась роль входного диаметра.

а) *Влияние радиусов r_1, r_2 и степени расширения n.* Поскольку потери в кольцевых криволинейных диффузорах зависят в основном от распределения скоростей по обводам AB и CD, а последние определяются формой меридионального сечения, выясним вначале влияние радиусов r_1, r_2 и степени расширения n. С этой целью рассмотрим результаты опытного исследования диффузоров при различной форме меридиональных сечений. Эти сечения, приведенные на рис. 6-14, очерчены неизменным радиусом r_1 и непрерывно уменьшающим-

Таблица 6-1

№ п/п.	Группа диффузоров	D/l	D_2/D_1	r_2/r_1	L/l	$n_{опт}$	$\zeta_{п.мин}$	
1	I	6	2	0	2,5	2,3	0,60	r_2/r_1=var
2		6	2	0,4	2,5	2,3	0,59	
3		6	2	0,7	2,5	2,3	0,51	
4		6	2	1,0	2,5	2,3	0,52	
5		6	2	1,1	2,5	2,3	0,53	
6		6	2	1,4	2,5	2,3	0,64	
7	II	6	2	1,0	1,0	1,7	0,66	L/l=var
8		6	2	1,0	1,5	2,2	0,57	
9		6	2	1,0	2,5	2,3	0,53	
10		6	2	1,0	3,4	2,6	0,48	
11		6	2	0,9	4,5	2,7	0,46	
12	III	6	2,67	0,85	4,2	2,7	0,38	D_2/D_1=var
13		6	2,34	0,95	3,4	2,7	0,40	
14		6	2,00	0,87	3,54	2,6	0,46	
15	IV	6	2,00	1,0	1,5	2,2	0,57	D_2/D_1=var
16		6	1,88	1,0	1,5	2,0	0,64	
17		6	1,75	1,0	1,5	1,8	0,72	
18		6	1,58	1,0	1,5	1,7	0,75	
19	V	10	1,6	0,8	3,16	2,84	0,615	θ=var
20		8	1,75	0,85	3,16	2,40	0,620	
21		6	1,80	0,95	3,2	2,30	0,60	
22		4,5	1,78	0,8	3,0	2,5	0,60	

ся радиусом r_2, в результате чего влияние вертикального участка обвода CD аналогично влиянию поворотного экрана для кольцевого криволинейного диффузора.

Испытания указанных диффузоров, результаты которых представлены на рис. 6-15, свидетельствуют что между радиусами r_1 и r_2 существует некоторое оптимальное соотношение, отклонение от которого при малых степенях расширения приводит к заметному увеличению потерь.

Для большей наглядности на рис. 6-16 изображена зависимость $\zeta_п = f(\bar{r}_2)$, полученная в зоне оптимальных величин n ($n_{опт} = 2{,}2 \div 2{,}3$).

Из приведенной кривой следует, что с увеличением $\bar{r}_2$ вначале происходит некоторое снижение потерь. При

$\bar{r}_2 = 0{,}7 \div 1{,}1$ потери достигают минимального значения и затем для $\bar{r}_2 > 1{,}1$ довольно резко возрастают. Такой характер изменения потерь связан с формой канала в меридиональном сечении диффузора или, точнее, с характером изменения скоростей вдоль выпуклого AB и вогнутого CD (см. рис. 6-14) обводов, образующих канал.

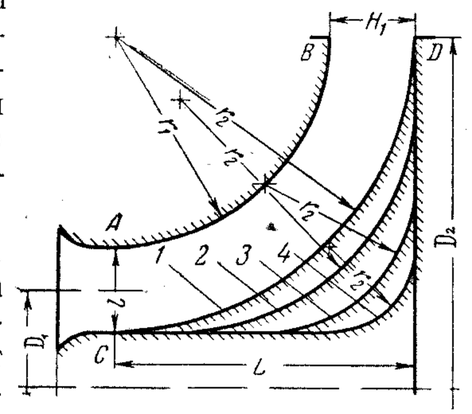


Рис. 6-14. Формы меридиональных сечений радиальных диффузоров и основные обозначения.

1 — $\bar{r}_2 = 1{,}2$; *2* — $\bar{r}_2 = 1{,}1$; *3* — $\bar{r}_2 = 0{,}7$; *4* — $\bar{r}_2 = 0{,}4$.

Очевидно, что при $\bar{r}_2 < 1$ основное торможение потока происходит на входном участке и дальнейший поворот осуществляется с пониженными скоростями. Если изобразить для этого случая изменение площадей вдоль средней линии, то соответствующая зависимость будет близка к кривым F для наиболее эффективных безотрывных конических диффузоров. С увеличением радиуса $\bar{r}_2$ торможение потока переносится в зону поворота, а затем и в чисто радиальную часть. В результате заметно ухудшается распределение скоростей на выпуклом обводе и возникает открытая отрывная зона на выпуклой стенке, которая уменьшает эффективную степень расширения диффузора. В этом случае потери увеличиваются.

С другой стороны, ве-

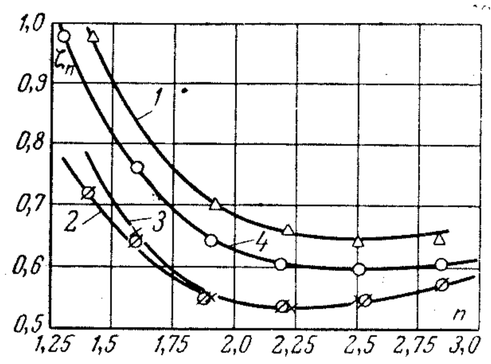


Рис. 6-15. Зависимость потерь в осерадиальных диффузорах от степени расширения n при различных отношениях радиусов r_2/r_1.

1 — $\bar{r}_2 = 1{,}2$; *2* — $\bar{r}_2 = 1{,}1$; *3* — $\bar{r}_2 = 0{,}7$; *4* — $\bar{r}_2 = 0{,}4$.

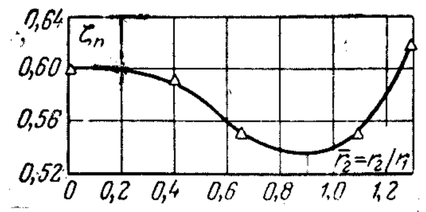


Рис. 6-16. Изменение потерь в зависимости от $\bar{r}_2$ в зоне оптимальных степеней расширения.

личина радиуса $\bar{r}_2$ ограничена и с нижней стороны, так как при малых значениях $\bar{r}_2$ происходит резкое торможение потока вогнутым обводом, что вызывает появление замкнутой отрывной зоны у вогнутой стенки. Однако влияние на полные потери внутреннего отрыва значительно меньше, поскольку он не вызывает существенного изменения эффективной выходной площади, т. е. площади с положительным значением расходной составляющей скорости. Этим обстоятельством и объясняется тот факт, что даже при $\bar{r}_2=0$ потери увеличиваются по сравнению с минимальным значением всего на 9%.

Таким образом, при оптимальном соотношении между радиусами r_1 и r_2 форма канала в меридиональном сечении диффузора должна обеспечить безотрывное обтекание обводов AB и CD или минимальную протяженность отрывных зон. С этой точки зрения выполнение входного участка с максимальной диффузорностью также является оправданным: в этом случае максимальный положительный градиент давления действует на сравнительно тонкий пограничный слой и вероятность безотрывного течения возрастает. Если же зона торможения потока удаляется от входного сечения, то воздействие положительного градиента давления на более толстый пограничный слой в большинстве случаев приводит к отрыву на выпуклом обводе.

Следует подчеркнуть, что обсуждаемые результаты испытаний осерадиальных диффузоров подтверждают данные о целесообразной форме криволинейных диффузоров, приведенные в § 6-1.

Кривые, приведенные на рис. 6-15, наглядно подтверждают сказанное выше о роли радиуса $\bar{r}_2$. Действительно, при $\bar{r}_2=\bar{r}_{2\text{макс}}$ во всем диапазоне значений степени расширения потери имеют максимальное значение. Затем при $\bar{r}_2=1{,}1$ и 0,7 эти потери становятся минимальными и практически одинаковыми, а при дальнейшем уменьшении $\bar{r}_2$ вновь увеличиваются. Кроме того, четко видно, что потери существенно зависят от степени расширения. Так, если при $n=1{,}5$ максимальное изменение потерь в зависимости от $\bar{r}_2$ составляет 20%, то для $n=2{,}8$ оно уменьшается до 5—7%.

Отмечаемое различие количественных результатов связано с тем, что в опытах степень расширения изменялась путем смещения обвода CD вдоль продольной оси. В результате при малых степенях расширения вся-

кое изменение формы обвода CD существенно изменяло распределение скоростей на обводе AB. С увеличением n, когда обвод CD удалялся, его влияние на характер течения вдоль обвода AB уменьшалось.

Таким образом, оценку влияния радиуса r_2 необходимо проводить с учетом степени расширения n. Если для больших значений n допустимо использование произвольных значений радиуса r_2, то с уменьшением n не-

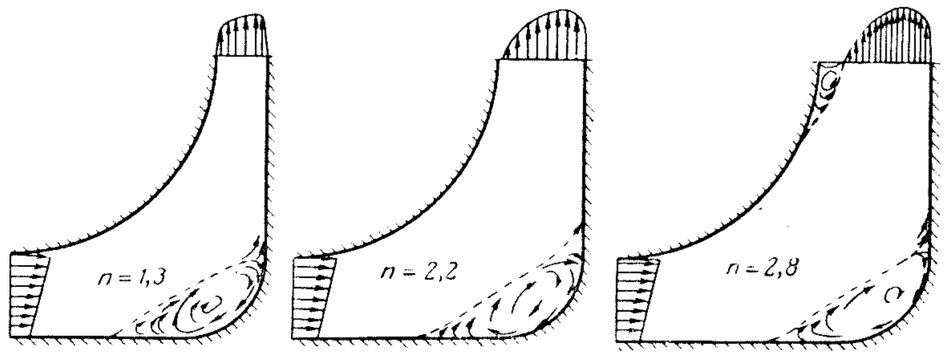


Рис. 6-17. Схема перераспределения отрывных зон в кольцевом диффузоре с узеличением степени расширения n.

обходимо стремиться к соблюдению оптимальных соотношений между радиусами r_1 и r_2.

Сравнивая зависимости $\zeta_\text{п}=f(n)$ для конических и кольцевых диффузоров, можно отметить существенное снижение зоны оптимальных степеней расширения, которая в рассматриваемом случае изменяется от 2,2 до 2,5. Уменьшение $n_\text{опт}$ связано с тем, что безотрывное течение в кольцевом радиальном диффузоре возможно только при малых степенях расширения.

Визуальные наблюдения и форма профилей скорости в выходном сечении показали, что при увеличении n в выходной части обвода AB возникает отрыв потока, который непрерывно смещается внутрь канала. В результате происходит уменьшение эффективной площади на выходе из диффузора и увеличение внутренних потерь и их величина довольно быстро становится одного порядка с выходными потерями. Дальнейшее увеличение степени расширения n приводит к росту суммарных потерь. Схема последовательного перераспределения отрывных зон с увеличением степени расширения приведена на рис. 6-17.

б) *Влияние относительной длины («интенсивности» поворота).* Следующим весьма важным геометрическим параметром осерадиального диффузора является безразмерная длина L/l.

Данные, приведенные на рис. 6-18, свидетельствуют, что с увеличением безразмерного расстояния $\bar{L}$ происходит непрерывное уменьшение коэффициента полных потерь и возрастает оптимальная степень расширения (табл. 6-1). Геометрически с ростом $\bar{L}$ осерадиальные диффузоры приближаются к осевым кольцевым диффузорам. Естественно, что при этом доля потерь, связанная с поворотом потока, должна непрерывно уменьшаться. Наоборот, с увеличением «интенсивности» поворота, т. е. с уменьшением осевой длины диффузора, следует ожидать увеличения потерь. Одновременно для обеспечения такого поворота необходимо более активное воздействие на поток вогнутого обвода CD, что требует его сближения с выпуклым обводом AB и приводит к уменьшению оптимальной степени расширения. Вместе с тем кривая, приведенная на рис. 6-18, показывает, что интенсивность снижения потерь с ростом величины $\bar{L}$ падает. Если увеличение размера $\bar{L}$ с 1,0 до 3,0 приводит к уменьшению потерь на 18%, то при изменении $\bar{L}$ от 3 до 4,5 потери падают всего на 2%.

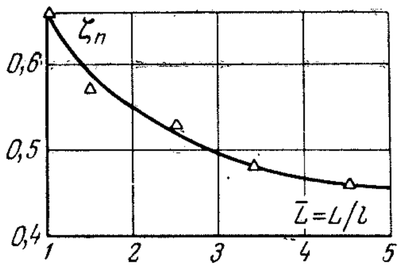


Рис. 6-18. Зависимость коэффициента полных потерь $\zeta_п$ от параметра $\bar{L}$.

Таким образом, для уменьшения потерь необходимо стремиться к снижению «интенсивности» поворота. Однако увеличивать размер $\bar{L}$ свыше 2,5—3,0 вряд ли целесообразно: экономический эффект при этом сравнительно мал, а осевые габариты диффузора существенно возрастут. Высказанные соображения по поводу выбора размера $\bar{L}$ полностью относятся и к безразмерному радиусу выпуклого обвода.

Заметим, что рассматриваемые кривые получены при оптимальном соотношении между радиусами r_1 и r_2.

С уменьшением $\bar{L}$ от 3,5 до 2,0 минимальная величина потерь возрастает на 12%, а оптимальная степень расширения уменьшается с 2,2 до 1,8. Если же рассматривать влияние $\bar{L}$ при постоянной степени расширения

n, равной 2,2, то указанное уменьшение осевого размера увеличивает потери на 22%. Столь резкое увеличение потерь с увеличением «кривизны» радиального диффузора вызвано существенным ухудшением течения вдоль обвода AB, где даже при малой степени расширения n возникает отрыв.

в) *Влияние «радиальности» диффузоров D_2/D_1.* Влияние «радиальности» исследовалось в третьей и четвертой сериях диффузоров.

Различие между указанными сериями состояло в том, что в первом случае отношение диаметров изменялось за счет радиусов r_1 и r_2, а во втором — за счет радиальной подрезки одного и того же диффузора.

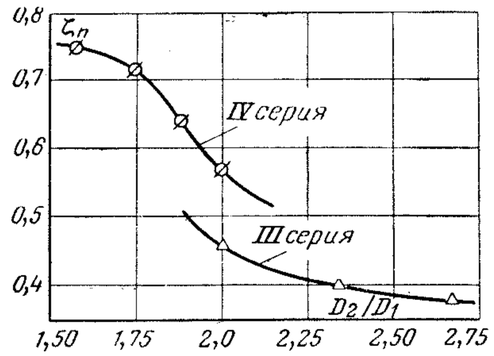


Рис. 6-19. Влияние «радиальности» кольцевого диффузора D_2/D_1 на коэффициент полных потерь $\zeta_п$.

С качественной стороны зависимость потерь от безразмерного отношения D_2/D_1 в обоих случаях оказалась одинаковой (рис. 6-19): с ростом «радиальности» потери энергии уменьшались. При этом можно отметить, что в третьей серии опытов оптимальные степени расширения изменялись весьма слабо, тогда как в четвертой серии одновременно с уменьшением отношения диаметров D_2/D_1 происходило заметное снижение оптимальной степени расширения и более резкое возрастание потерь.

Полученные результаты отражают влияние формы диффузорного канала. Если «радиальность» диффузора изменялась вариациями радиусов r_1 и r_2 при близких степенях расширения, то это приводило к сближению выпуклого и вогнутого обводов. В результате возрастало обратное влияние пограничного слоя, так как одна и та же геометрическая диффузорность осуществлялась на большой длине, а течение газа во всем канале могло оказаться безотрывным. С этой точки зрения при оценке оптимального значения «радиальности» можно, видимо, исходить из тех же соображений, что и при оценке оптимального угла раскрытия конического диффузора.

С одной стороны, рост отношения D_2/D_1 вызывает увеличение обтекаемой поверхности и, следовательно,

увеличение потерь на трение. С другой стороны, распределение заданной диффузорности на большей длине приводит к снижению продольных положительных градиентов давления и увеличивает вероятность безотрывного течения. Оптимальное отношение диаметров D_2/D_1 по имеющимся данным составляет величину порядка 2,5—3,0.

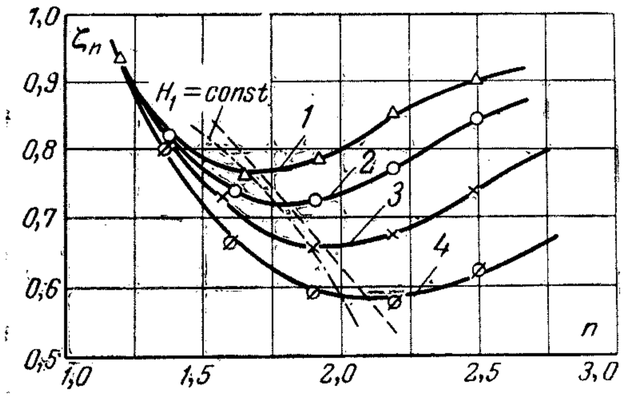


Рис. 6-20. Зависимость коэффициента полных потерь $\zeta_п$ от степени расширения n для различных величин D_2/D_1.

1 — $D_2/D_1=1{,}58$; *2* — $D_2/D_1=1{,}75$; *3* — $D_2/D_1=1{,}88$; *4* — $D_2/D_1=2$.

Если же «радиальность» изменяется путем радиальной подрезки, то существенно изменяется форма диффузора и при больших срезах он приближается к диагональному, а далее к осевому варианту с большим углом раскрытия и экраном на выходе. Движение в таком диффузоре происходит обычно с отрывом потока и сопровождается повышенными потерями, а оптимальные условия течения соответствуют пониженной геометрической диффузорности. Некоторое представление о влиянии «радиальности» в таком случае можно получить из кривых на рис. 6-20, где приведены кривые потерь в четырех диффузорах, отличающихся только отношением D_2/D_1. Остальные параметры в этой серии опытов: $\theta=6$; $\bar{L}=2{,}5$ и $\bar{r}_2=1$.

Из кривых на рис. 6-20 следует, что при уменьшении D_2/D_1 имеет место весьма резкое увеличение потерь. Так, сохранив n неизменным и равным 2 и уменьшив D_2/D_1 с 2 до 1,6, получим увеличение потерь на 22%.

Для $n=2{,}5$ это увеличение составляет 30%, а в зоне малых степеней расширения ($n=1{,}4$) потери с изменением D_2/D_1 практически не изменились.

Отмеченное влияние «радиальности» объясняется тем, что с уменьшением отношения D_2/D_1 для сохранения неизменной степени расширения необходимо увеличивать ширину выходного сечения путем осевого смещения внешнего обвода CD (см. рис. 6-14). В результате заметно ухудшаются условия течения на обводе AB, что приводит в этой области к отрыву потока, зона которого непрерывно расширяется с увеличением выходного размера.

При малой степени расширения ($n\approx1{,}4$), когда течение в меридиональной плоскости не сопровождается отрывом, снижение «радиальности» сказывается незначительно, так как в этом случае смещение обвода CD приводит только к увеличению потерь в пограничном слое, не вызывая его отрыва. При отсутствии отрыва и неизменном выходном размере H_1 уменьшение отношения диаметров D_2/D_1 вызывает увеличение потерь с выходной скоростью в меру уменьшения степени расширения и приводит к некоторому снижению внутренних потерь из-за сокращения обтекаемого периметра.

Для иллюстрации сказанного на рис. 6-20 нанесена линия изменения потерь при изменении «радиальности», но постоянном значении H_1. Здесь же пунктиром представлено расчетное увеличение полных потерь, вызванное снижением степени расширения. Некоторое расхождение между этими кривыми в зоне малых значений n связано с отмеченным выше снижением внутренних потерь.

Аналогичная кривая, построенная для области больших значений выходного размера H_1, когда внутри канала имеет место отрывное течение, дает по сравнению с расчетом более интенсивное увеличение потерь; здесь уменьшение «радиальности» наряду с увеличением потерь с выходной скоростью приводит к увеличению внутренних потерь. Последнее вызвано тем, что с уменьшением D_2 внутренний локальный отрыв в области поворота переходит в открытую зону отрыва, снижая эффективную выходную площадь.

г) *Влияние безразмерного входного диаметра* θ. Следующим параметром, исследованным в опытах пятой серии, являлся безразмерный входной диаметр $\theta=D/l$.

Этот параметр в турбомашинах служит одной из основных характеристик ступени. Поэтому в данном случае исследовался сравнительно широкий диапазон изменения θ от 4,5 до 10, что соответствует большому числу ступеней паровых и газовых турбин.

Оценивая влияние безразмерного входного диаметра на работу диффузора при неизменных остальных размерах, можно отметить, что если изменение θ осуществляется только за счет диаметра при постоянном абсолютном значении входного размера l, то влияние этого параметра оказывается слабым. В самом деле, с увеличением θ возрастает обтекаемая поверхность, но одновременно с этим растет и площадь входного сечения диффузора, что увеличивает значение располагаемой кинетической энергии потока при постоянном перепаде давлений на диффузор. В результате коэффициент потерь, представляющий отношение внутренних потерь в диффузоре к кинетической энергии на входе, изменяется незначительно. В целом согласно данным, приведенным в табл. 6-1, изменение этого параметра от 4,5 до 10 вызывает увеличение потерь примерно на 1—1,5%. Если же θ изменяется за счет высоты l, то в осерадиальных диффузорах происходит заметное увеличение потерь.

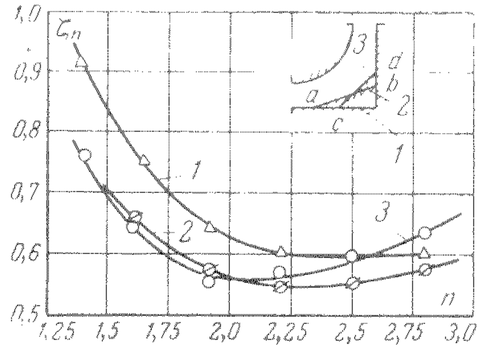


Рис. 6-21. Влияние формы вогнутого обвода осерадиальных диффузоров на полные потери в нем.

д) *Влияние плавности обводов, очерчивающих меридиональный канал диффузора, и скрепляющих ребер на потери в осерадиальных диффузорах.* Как уже отмечалось, при малом радиусе r_2 на вогнутом обводе образуется замкнутая отрывная зона (см. рис. 6-1). При этом между основным потоком и зоной отрыва устанавливается интенсивный энергообмен, поддерживающий здесь вихревой характер течения.

Величина дополнительных потерь, связанных с образованием отрыва на вогнутом обводе диффузора, существенно зависит от протяженности отрывной зоны, и,

следовательно, для их уменьшения необходимо либо сократить протяженность вихревой зоны, либо сократить интенсивность энергообмена с основным потоком. В этом направлении хорошие результаты могут быть достигнуты при замене плавного вогнутого обвода в меридиональной плоскости обводом, составленным из отрезков прямых. Испытания такого диффузора при трех различных обводах (рис. 6-21) показали, что при переходе к ломаной образующей (кривая 2, рис. 6-21) потери в зоне оптимальной степени расширения снижаются почти на 10%.

При малых степенях расширения ($n<2$) влияние формы ломаного обвода оказывается незначительным. Однако при $n>2{,}0$ целесообразно в зоне больших скоростей иметь меньший угол излома образующей, так как при малом угле излома основная зона отрыва переносится в область меньших скоростей, а при увеличении этого угла протяженность отрывных зон в точках сопряжения оказывается примерно одинаковой (рис. 6-14, обвод *CD*). Снижение потерь при замене плавного обвода ломаным объясняется тем, что при таком обводе зоны отрыва локализуются в угловых точках и заметно сокращается их протяженность.

Полученные результаты имеют важное практическое значение, так как значительно упрощается технология изготовления радиальных диффузоров для выхлопных патрубков мощных паровых турбин, поскольку при переходе к ломаному обводу оказывается возможным выполнение сварной конструкции. С этой точки зрения представлялось целесообразным рассмотреть вопрос о замене плавного выпуклого обвода диффузора ломаной линией. Два варианта обвода изображены на рис. 6-22,*а*, а результаты испытаний при различных значениях n представлены на рис. 6-22,*б*.

Здесь, как и следовало ожидать, нарушение плавности обвода привело к существенному увеличению потерь, так как в отличие от внутреннего обвода, где в угловых точках имел место локальный отрыв, в данном случае угловые точки являлись источниками развитых отрывных зон, резко сужающих эффективную выходную площадь диффузора. При этом возрастали не только внутренние потери в диффузоре, но и выходные.

Следует, однако, отметить, что величина потерь зависела от положения угловой точки на внешнем обводе.

Если плавность обвода нарушалась только в выходной части (обвод *2*, рис. 6-22,*а*), то изменение потерь оказывалось несущественным. Более того, при малых радиусах r_2 это приводило к некоторому снижению потерь. Однако приближение угловой точки к входному сечению вызывало резкое увеличение потерь независимо от величины радиуса r_2 (обвод *3*, рис. 6-22,*а*). Из сказанного следует, что при проектировании радиального диффузора необходимо обращать серьезное внимание на

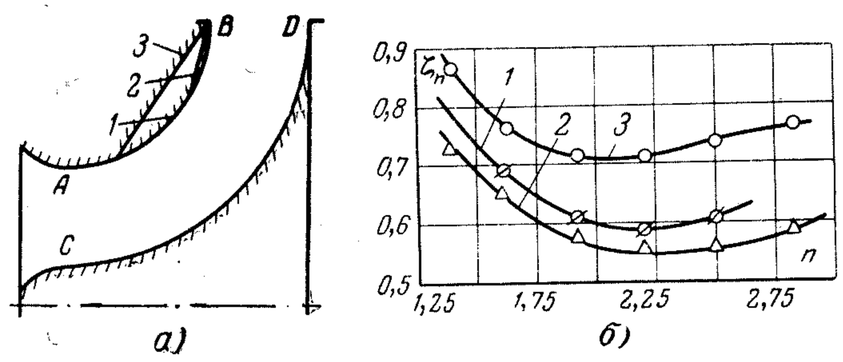


Рис. 6-22. Варианты выпуклых обводов (*а*) и зависимость потерь от степени расширения при различных обводах *AB* (*б*).

очертания выпуклого обвода и уже затем подбирать наиболее оптимальную форму вогнутой части осерадиального диффузора.

Поскольку в большинстве случаев при установке осерадиальных диффузоров за ступенью турбомашины по конструктивным соображениям необходимо обеспечить жесткое соединение внешнего и внутреннего обводов, рассмотрим влияние внутренних соединительных элементов на величину потерь в диффузоре. Наиболее часто в качестве таких элементов используются продольные ребра. Как показывают опыты, расположение этих ребер может существенно изменить всю картину течения. Так, при установке сплошных продольных ребер, разбивающих канал диффузора на ряд изолированных сегментов, следует ожидать заметного увеличения потерь; при этом в каждом сегменте имеют место сложные вторичные течения, вызывающие отрыв потока в местах соединения ребер с обводами диффузора.

Приведенные на рис. 6-23 результаты испытаний осерадиального диффузора показывают, что при установке

в нем трех сплошных ребер потери увеличиваются на 5—8%.

Картина оказывается совершенно иной, если от сплошных продольных ребер перейти к разрезным ребрам или ребрам, установленным только в выходном сечении, где поперечный градиент давления минимален. В этом случае влияние ребер оказывается незначительным. При установке в диффузоре шести круглых стерж-

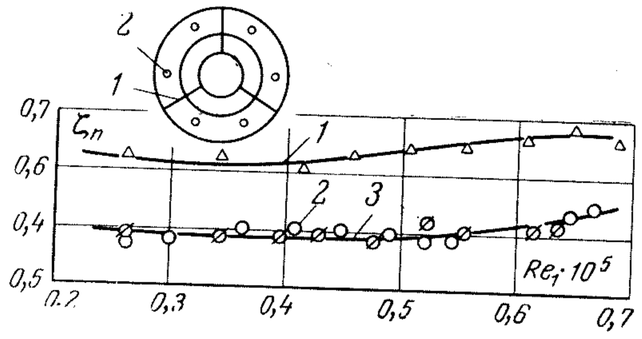


Рис. 6-23. Влияние ребер на работу осерадиальных диффузоров.

1 — плоские ребра; *2* — круглые стержни; *3* — ребра отсутствуют.

ней потери практически не изменились (рис. 6-23, точки *2*). Таким образом, на входе в диффузор необходимо устанавливать по возможности небольшое количество узких ребер, а основные силовые ребра размещать в выходном сечении.

Остановимся далее на влиянии перекосов и эксцентричности установки вогнутого обвода диффузора относительно его выпуклой части. Такие нарушения всегда возможны при сборках диффузора и, как показывают проведенные опыты, могут заметно отразиться на экономичности всей машины.

Так, на рис. 6-24 приведены кривые изменения местных коэффициентов восстановления давления по окружности осерадиального диффузора при концентричном и эксцентричном расположении вогнутого обвода.

Опыты показали, что даже при малом эксцентриситете его наличие приводит к заметному изменению местных коэффициентов восстановления давления. Если средняя величина этих коэффициентов в сравниваемых случаях примерно одинакова, то местная неравномерность увеличилась почти в 2 раза, что может оказать

заметное влияние на работу последней ступени турбомашины. С этой точки зрения и следует, видимо, расценивать влияние эксцентриситета и перекосов выхлопного диффузора турбомашины.

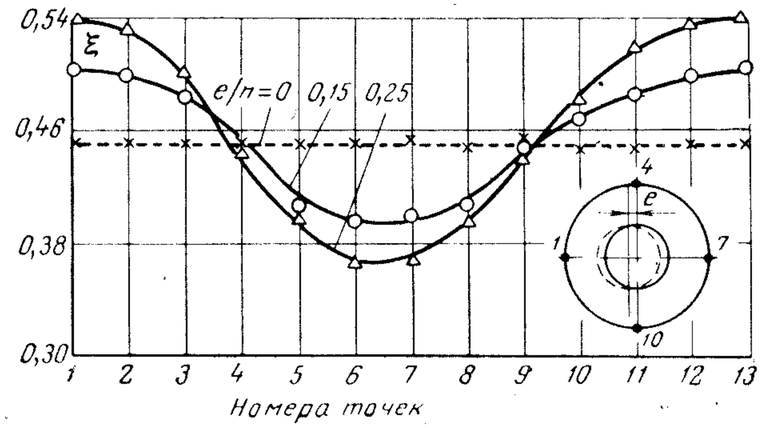


Рис. 6-24. Изменение коэффициентов восстановления давления по окружности осерадиального диффузора при нарушении концентричности установки.

6-4. Некоторые задачи аналитического определения потерь в осерадиальных диффузорах

Расчет криволинейных диффузоров представляет в настоящее время наибольшие трудности, так как их форма определяется большим числом геометрических параметров, влияющих на структуру потока. По этой причине попытки использовать здесь для расчета формулу типа (2-42а) не могут дать положительных результатов. В лучшем случае таким способом может быть найден вероятный порядок коэффициента потерь, так как, с одной стороны, эквивалентный угол даже с качественной стороны не может учесть влияния важнейших геометрических параметров осерадиальных диффузоров, а с другой — зависимость $\varphi_д = \varphi_д(\alpha_э)$ (см. рис. 2-12) является далеко не универсальной.

Пытаясь решить указанную задачу, В. Альбринг [Л. 114] предложил рассматривать не эквивалентный, а локальный угол, определяемый формулой

$$\alpha_л = 2\operatorname{arctg}\left(\frac{1}{\Pi_i}\cdot\frac{dF}{dx}\right).$$

Таким образом, делается попытка ввести в расчет по возможности больше геометрических параметров сложных диффузоров и последующим интегрированием местных потерь по всему каналу найти общую величину коэффициентов потерь ζ. Наиболее полно этот способ расчета развит в [Л. 34, 38, 39]. Однако, как уже отмечалось выше, метод, основанный на использовании коэффициента смягчения удара $\varphi_д$, может дать правильный результат, если опытная зависимость $\varphi_д = f(\alpha)$ является однозначной. К сожалению, такой однозначности нет даже для простейших конических диффузоров. На рис. 3-32 уже были приведены величины коэффициента $\varphi_д$ для различных углов α, вычисленные по опытным значениям коэффициента потерь ζ [Л. 51, 66, 110, 142, 148]. Даже при одних и тех же режимных параметрах одному и тому же углу соответствует ряд коэффициентов $\varphi_д$. Так, для $\alpha = 4{,}0°$ $0{,}4 \leqslant \varphi_д \leqslant 0{,}8$, для $\alpha = 7°$ $0{,}1 < \varphi_д < 0{,}6$, для $\alpha = 15°$ $0{,}1 < \varphi_д < 0{,}4$ и т. д. Тем не менее метод, изложенный в [Л. 34, 38, 39], является пока единственным для аналитического расчета потерь в криволинейных диффузорах.

Использование для расчета характеристик пограничного слоя в данном случае также наталкивается на трудности определения площади вытеснения $\bar{\Delta}^*$ и площади потери энергии $\bar{\Delta}^{***}$. Однако при некоторых допущениях представляется возможным определить величину $\bar{\Delta}^*$ и по формуле (2-29) найти коэффициент полных потерь $\zeta_п$.

С этой целью введем в рассмотрение не эквивалентный угол, а эквивалентный канал, т. е. канал с прямолинейной осью, у которого площади, периметры и закон изменения этих величин вдоль оси x совпадают с аналогичными величинами заданного криволинейного диффузора. Закон изменения скоростей вдоль оси такого канала представим в виде:

$$\frac{c_i}{c_1} = \frac{F_1}{F_i\,(1 - \bar{\Delta}^*_i)}. \qquad (6\text{-}1)$$

Обозначим далее длину внешнего обвода диффузора AB (см. рис. 6-14) через L_1, а внутреннего CD через L_2. Тогда на этих обводах в выходном сечении при использовании выражения (3-9) и формулы (6-1) получим

следующие значения толщин вытеснения:

$$\Delta^*_{2.1} = \frac{0{,}036H}{\mathrm{Re}_1^{0,2}} n^{3,34} (1 - \bar{\Delta}^*_2)^{3,34} D \left(\frac{L_1}{D}\right)^{0,8} \times$$

$$\times \left[\int_0^1 \left(\frac{D_i}{D_2}\right)^{1,23} \left(\frac{F_1}{F_i}\right)^{3,92} \frac{d\bar{x}}{(1 - \bar{\Delta}^*_i)^{3,92}}\right]^{0,8}; \qquad (6\text{-}2)$$

$$\Delta^*_{2.2} = \frac{0{,}036H}{\mathrm{Re}_1^{0,2}} n^{3,34} (1 - \bar{\Delta}^*_2)^{3,34} D \left(\frac{L_2}{D}\right)^{0,8} \times$$

$$\times \left[\int_0^1 \left(\frac{D_i}{D_2}\right)^{1,25} \left(\frac{F_1}{F_i}\right)^{3,92} \frac{d\bar{x}}{(1 - \bar{\Delta}^*_i)^{3,92}}\right]^{0,8}. \qquad (6\text{-}3)$$

Отсюда

$$\bar{\Delta}^*_2 = \frac{\bar{\Delta}^*_{1.2} + \bar{\Delta}^*_{2.2}}{2} = Bn^{3,34} (1 - \bar{\Delta}^*_2)^{3,34} \times$$

$$\times \left[\int_0^1 \frac{\Phi(\bar{x})\, d\bar{x})}{(1 - \bar{\Delta}^*_i)^{3,92}}\right]^{0,8}, \qquad (6\text{-}4)$$

где

$$\Phi(\bar{x}) \equiv \left(\frac{D_i}{D_2}\right)^{1,25} \left(\frac{F_1}{F_i}\right)^{3,92};$$

параметры B и H определяют по формулам

$$B = \frac{0{,}036H}{\mathrm{Re}_1^{0,2}} \left(\frac{L_2}{D_{1\mathrm{cp}}}\right)^{0,8} \frac{D_{1\mathrm{cp}}}{h} \left[1 + \left(\frac{L_1}{L_2}\right)^{0,8}\right]; \qquad (6\text{-}5)$$

$$H = 1{,}4 \left[1 + \frac{n^{0,8} - 1}{(L/D_{1\mathrm{cp}})^{0,2}}\right];$$

h — ширина канала в меридиональной плоскости на выходе из диффузора.

Формула (6-4) является обобщением выведенных ранее выражений (3-12) и (5-10). Действительно, для кольцевых диффузоров с прямолинейными образующими $L_1 = L_2$; $h = \frac{D_2 - d_2}{2}$ и

$$\frac{F_1}{F_i} = \frac{D_1^2 - d_1^2}{D_i^2 - d_i^2} = \frac{1 - \bar{d}_1^2}{\bar{D}_i^2 - \bar{d}_i^2}.$$

Подстановка этих величин в (6-4) приводит к соотношению (5-10). Таким же образом можно показать и идентичность формул (6-4) и (3-12).

В общем случае функция $\Phi(\bar{x})$ изменяется произвольным образом и для заданного канала расчет площади сводится к решению интегрального соотношения (6-4). С целью облегчения расчетов аппроксимируем функцию $\Phi(\bar{x})$ следующим выражением:

$$\Phi(\bar{x}) = \frac{1}{[1 + (n-1)\,\bar{x}^m]^{3,92}}. \qquad (6\text{-}6)$$

Изменяя показатель степени m, можно при заданной степени расширения n добиться близкого совпадения действительной функции $\Phi(\bar{x})$ и аппроксимирующего выражения (6-6):

$$\Phi(\bar{x}) = \left(\frac{D_{i\mathrm{cp}}}{D_{1\mathrm{cp}}}\right)^{1,25} \left(\frac{F_1}{F_i}\right)^{3,92} \approx \frac{1}{[1 + (n-1)\,\bar{x}^m]^{3,92}}. \qquad (6\text{-}6\mathrm{a})$$

Тогда расчет по формуле (6-4) можно заметно облегчить, если при условии (6-6) заранее вычислить для различных значений параметра B площади вытеснения $\bar{\Delta}^*_2$. Эти расчеты, проведенные Л. М. Дыскиным, представлены в виде номограммы в приложении (см. рис. П-4), построенной для показателя степени $m = 1{,}5$. Как показывают конкретные расчеты, для осерадиальных диффузоров величина m изменяется от 1,5 до 2,0.

Заметим, что, так же как и в случае конических диффузоров, использование более простой формулы (2-54) вместо (3-9) приводит почти к тем же количественным результатам, а при степенях расширения $n > 2$ она дает лучшее совпадение с опытными данными. Однако, учитывая определенную дискуссионность формулы (2-54) и приближенность оценки потерь в осерадиальных диффузорах, мы ограничились здесь использованием более привычных соотношений.

Наибольшие трудности при аналитическом расчете осерадиальных диффузоров связаны с оценкой характера течения в них, так как все приведенные выводы справедливы только для безотрывных течений, имеющих место при определенных соотношениях между геометрическими параметрами. Эти оптимальные соотношения, основанные на результатах эксперимента, рассмотрены в предыдущем параграфе. Для представления о возможностях расчетного метода проведем оценку потерь в осерадиальном диффузоре со степенью расширения $n = 2{,}3$ и $D/l = 2{,}5$, обводы которого очерчены

из одного центра. В этом случае расчетное распределение безразмерных скоростей вдоль средней линии диффузора оказывается весьма неблагоприятным.

Действительно, если в коническом диффузоре основное падение скорости происходит на начальном участке диффузора, где толщина пограничного слоя мала, то здесь максимальные градиенты скорости смещены к выходной части канала и имеются все основания ожидать отрыва пограничного слоя.

Сравнительные расчеты характеристик пограничного слоя в диффузорах при различных распределениях скоростей (см. рис. 3-20 и 3-21) показывают, что при линейном падении скорости для $n>2$ практически не удается избежать отрыва пограничного слоя.

Однако при резком увеличении толщины вытеснения Δ^*_i происходит интенсивное снижение эффективной степени расширения. В результате действительное падение скорости, как уже неоднократно отмечалось, будет менее интенсивным и при малых геометрических степенях расширения течение сохранится безотрывным.

Результаты расчета дают для рассматриваемого диффузора величину коэффициента полных потерь около 45%. Аналогичный коэффициент для конического диффузора с той же степенью расширения и той же относительной длиной составляет 27%, т. е. по восстановительной способности даже при безотрывном течении радиальные диффузоры значительно уступают коническим и осевым диффузорам и величина полного коэффициента потерь, равная 40—45%, является, видимо, минимальной.

ГЛАВА СЕДЬМАЯ

ВЫХЛОПНЫЕ ПАТРУБКИ ТУРБОМАШИН

7-1. Принципиальные схемы выхлопных патрубков и влияние их на эффективность турбомашин

При выборе конструктивной схемы и проектировании выхлопных патрубков турбомашин необходимо учитывать требования, продиктованные соображениями эффективности и надежности машины. Создаваемый патрубок должен:

1) обеспечивать отвод рабочего тела из турбомашины в заданном направлении с минимальными аэродинамическими потерями;

2) обеспечивать равномерное поле давлений за последней ступенью, т. е. обладать одинаковым гидравлическим сопротивлением по всем направлениям, отводящим рабочее тело к выходному сечению;

3) иметь равномерное поле скоростей на выходе;

4) во всех режимах обеспечивать стационарный устойчивый характер течения;

5) обладать высокой жесткостью;

6) иметь приемлемые конструктивные габариты.

Выполнение требований пп. 2, 3 и 4 позволит успешно решать сложные задачи повышения вибрационной надежности лопаток последней ступени. Создать патрубок, удовлетворяющий всем этим требованиям, достаточно сложно, и задача состоит в том, чтобы найти приемлемое компромиссное решение. При проектировании патрубков в основу кладутся требования жесткости, габаритности и, определяемое тепловой и компоновочной схемами, направление отвода рабочего тела. Стремление реализовать остальные требования создает иногда непреодолимые трудности.

Основным является максимально полное выполнение первого требования, ибо, как правило, при низком общем гидравлическом сопротивлении патрубка автоматически выполняются и последующие три.

В зависимости от направления потока возможны схемы с осевым, диагональным и радиальным относительно оси вращения выхлопом. Первые две схемы (рис. 7-1) наиболее просты в конструктивном отношении и состоят из кольцевых прямолинейных (рис. 7-1,*а*) или криволинейных (рис. 7-1,*б*) диффузоров, обеспечивающих симметричный выхлоп из ступени турбомашины. Естественно, что такая организация потока позволяет получить и наиболее высокие коэффициенты восстановления давления.

Однако осевой и диагональный выхлопы используются в основном для транспортных и маломощных стационарных турбомашин. В мощных машинах по конструктивным соображениям в большинстве случаев приходится отводить рабочее тело под прямым углом к оси вращения, используя для этого весьма разнообразные конструктивные схемы.

Наиболее простой является схема, приведенная на рис. 7-2,*а*, где вообще отсутствует специальная организация потока. Аэродинамическое сопротивление патрубка оказывается высоким, так как в нем значительное место занимают зоны пространственного отрыва, являющиеся источником зарождения вихревых образований. Последние, двигаясь вместе с потоком, сужают эффективную проходную площадь, индуцируют дополнительные скорости и создают, таким образом, основную часть аэродинамических потерь. Измеряя поле скоростей в выходном сечении патрубка, можно отметить, что площадь с положительной составляющей скорости $F_{2эф}$, как правило, мало отличается от площади выхода потока из ступени F_1, а иногда оказывается даже меньше последней, хотя геометрически площадь F_2 в 2—3 раза больше площади F_1.

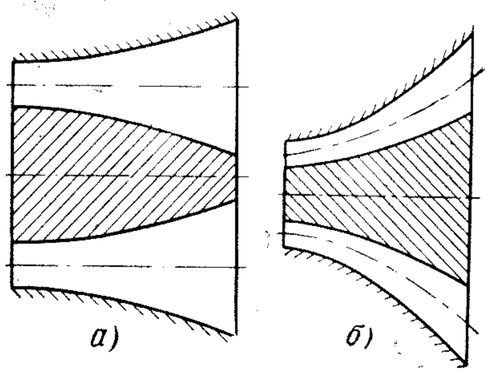
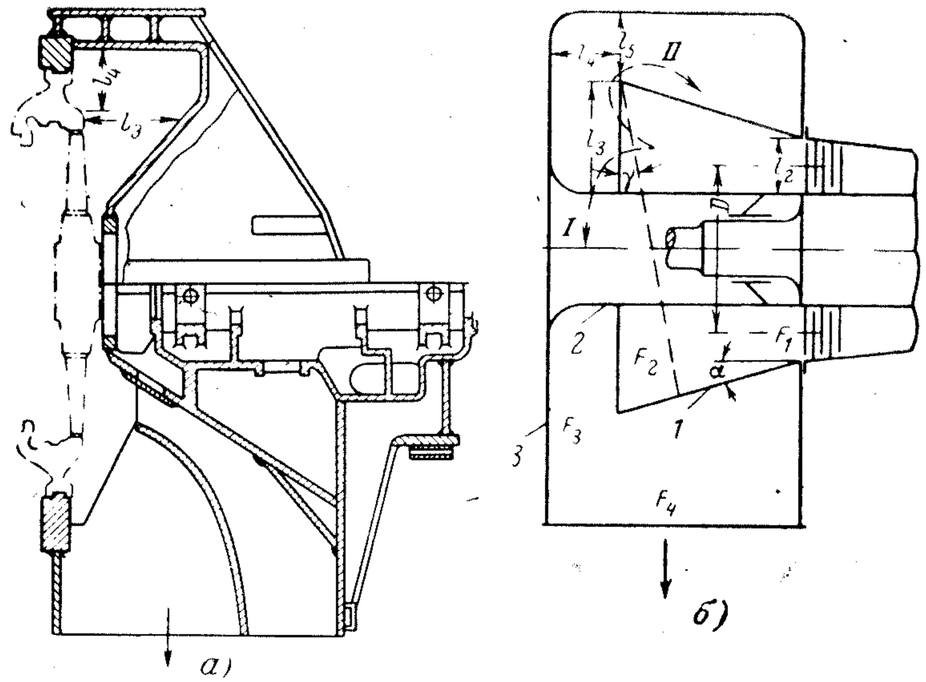


Рис. 7-1. Схема выхлопного патрубка с осевым (*а*) и диагональным (*б*) выхлопом.

Отсюда естественно возникает стремление так организовать течение, чтобы расширить эффективную выходную площадь патрубка, приблизив ее к геометрической. Простейшим решением на этом пути является использование различных направляющих решеток и ребер. Такие мероприятия обычно на 10—20% снижают общие потери, но не решают проблемы, так как они становятся сами источником дополнительных потерь на трение и в лучшем случае давление за ступенью оказывается близким к давлению на срезе патрубка. Другими словами, при использовании направляющих решеток и ребер можно создать патрубок, гидравлические потери которого покрывались бы за счет кинетической энергии потока, покидающего последнюю ступень турбины. Задача же состоит в том, чтобы частично преобразовать эту энергию в потенциальную энергию давления.

Решение указанной проблемы может быть достигнуто при установке за ступенью соответствующего диффузора. В зависимости от его типа различают патрубки с осевыми (рис. 7-2,*б*) и радиальными (рис. 7-2,*в*) диф-



фузорами. Первая схема наиболее часто используется для газотурбинных установок, но при этом осевые габариты патрубка обычно соизмеримы с осевыми габаритами всей газотурбинной установки. Поэтому для паровых турбин, имеющих ограниченные осевые габариты и выхлоп под углом 90° к оси машины, широко используются схемы с осерадиальными кольцевыми диффузорами. Их экономичность по сравнению с другими типами диффузоров оказывается несколько меньшей, но при правильном выборе геометрических параметров вполне возможно преобразовать в давление около 60—65% входной кинетической энергии потока [Л. 17, 22, 81]. Представляется весьма заманчивым сохранение этих показателей и для всего патрубка в целом. Однако на пу-

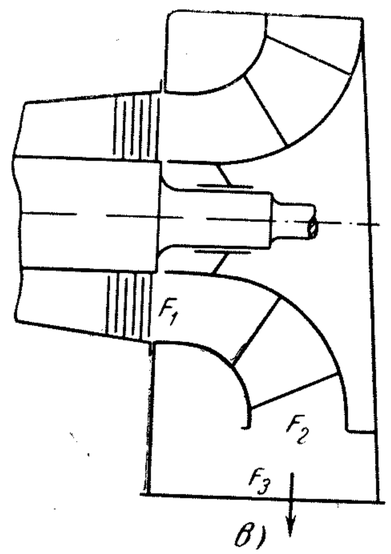


Рис. 7-2. Схемы выхлопных патрубков без диффузора (*а*), с осевым (*б*) и радиальным (*в*) диффузорами.

ти решения этой проблемы приходится сталкиваться с задачей организации течения за пределами диффузорного элемента при ограниченных габаритах. Иногда считают, что поскольку скорости за диффузором невелики, течение за ним уже не может привести к существенным потерям. Такая точка зрения представляется ошибочной, так как при отсутствии симметричного выхлопа и ограниченным по конструктивным соображениям габаритам

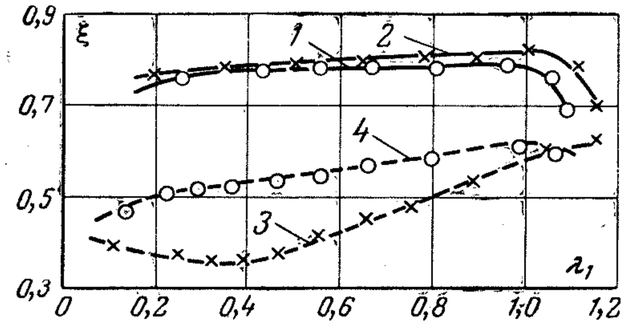


Рис. 7-3. Коэффициент восстановления энергии в коническом диффузоре с выходным сопротивлением и без него.

1 — $n=3$; $\alpha=4°$; *2* — $n=3$; $\alpha=10°$ (без сопротивления); *3* — $n=3$; $\alpha=4°$; *4* — $n=3$; $\alpha=10°$ (с сопротивлением).

патрубка распределение потока за диффузором оказывается крайне неравномерным. В результате появляются зоны, где поток вновь испытывает местные ускорения, зоны перерасширения, где происходит своего рода внезапное расширение, и зоны устойчивых вихревых движений, резко снижающих эффективную выходную площадь патрубка.

С внешней стороны течение в таком патрубке напоминает течение в простейшем коническом диффузоре с большим сопротивлением на выходе. Сколь серьезно это обстоятельство может повлиять на аэродинамические характеристики всей системы в целом, можно видеть на рис. 7-3, где приведены кривые коэффициентов восстановления энергии в коническом диффузоре, работающем с выходным сопротивлением в виде сеток (кривые *3, 4)* и без него (кривые *1*, *2*). Характерными являются и кривые изменения статического давления вдоль оси этого диффузора (рис. 7-4). По существу здесь все повышение давления внутри диффузора тратится на преодоление сопротивления сеток.

При внешнем сходстве рассматриваемой картины с течением в выхлопном патрубке турбины существует и качественное различие.

В приведенных опытах с коническими диффузорами выходное сопротивление было заданным и определялось только геометрическими параметрами выходной решетки. В патрубке сопротивление за диффузором имеет чисто аэродинамическое происхождение и является результатом неудачной организации течения.

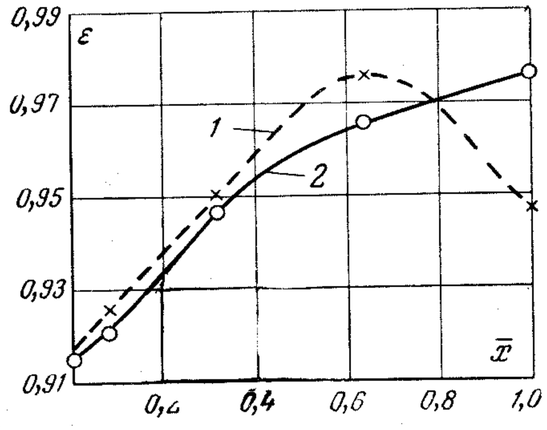


Рис. 7-4. Изменение относительного статического давления вдоль диффузора с сопротивлением (кривая *1*) и без него (кривая *2*) ($n=3$; $\alpha=4°$).

Если при наличии конструктивного сопротивления за ступенью турбомашины (например, регенератора в ГТУ) установка диффузора безусловно оправдана, то в паровой турбине суммарные сопротивления патрубка с диффузором и без него в ряде случаев могут оказаться одного порядка. В самом деле, при установке диффузора значительно сокращается активная проходная площадь в сборной части патрубка и при отсутствии специальной организации течения повышенное сопротивление оставшейся части патрубка сводит к нулевому эффекту повышение давления в самом диффузоре.

Отсюда следует, что при отработке выхлопного патрубка необходимо обращать самое серьезное внимание на организацию потока во всех его частях. Высокоэкономичный диффузор является необходимым, но далеко не достаточным средством снижения сопротивления выхлопного патрубка.

Этот вывод неоднократно подтверждался в ряде опубликованных работ [Л. 73, 100] и представляется бесспорным.

Вместе с тем нельзя и преувеличивать роль той части патрубка, где происходит движение от диффузора до выходного сечения (улитки патрубка). Иногда для расчета этой части используются различного рода соотно-

шения одномерного течения, а стенки патрубка профилируют по достаточно сложным законам [Л. 34, 36]. Такой путь может оказаться полезным для расчета патрубков малых турбомашин и вряд ли решает проблему для энергетических турбомашин.

Некоторые конкретные пути улучшения экономичности патрубков и сравнения различных вариантов будут приведены ниже, а сейчас отметим, что между указанными крайними схемами располагаются различного рода промежуточные варианты с укороченными осевыми диффузорами, осерадиальными и диагональными диффузорами и др.

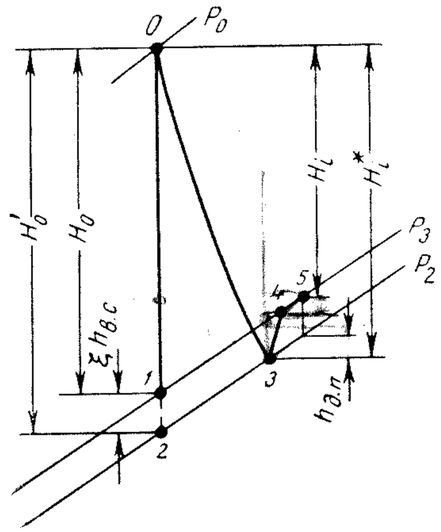


Рис. 7-5. Тепловой процесс в *is*-диаграмме для турбины с диффузорным патрубком.

Рассматривая роль выхлопных патрубков, следует отметить, что от их аэродинамических характеристик зависит не только экономичность турбины или компрессора, но в значительной степени определяется и экономичность всей паротурбинной или газотурбинной установки.

Прежде чем непосредственно перейти к рассмотрению опытных данных, выясним возможности повышения к. п. д. турбин при частичном использовании энергии потока, покидающего последние ступени.

В общем случае при диффузорном патрубке процесс в турбине может быть изображен в *is*-диаграмме линиями *0-3-4-5* (рис. 7-5). Здесь линия *0-3* соответствует расширению потока в проточной части, линия *3-4* изображает процесс сжатия в патрубке и линия *4-5* выражает потерю с выходной скоростью на срезе патрубка. Соответственно этому процессу H_0 представляет располагаемый перепад энтальпий (по давлению p_3) в выходном сечении патрубка; H'_0 — фактический располагаемый перепад на турбину, определяемый по давлению p_2 за последней ступенью; H_i — использованный перепад; H^*_i — перепад при нулевой выходной скорости; $h_{в.с}$ — перепад, эквивалентный кинетической энергии потока за последней ступенью, и ξ — коэффициент восстановления кинетической энергии в патрубке.

Оценивая относительный лопаточный к. п. д. турбины $\eta_{о.л}$ как отношение использованного перепада к располагаемому, получим:

$$\eta_{о.л}=\frac{H_i}{H_0}=\frac{H^*_i-h_{в.с}}{H'_0-\xi h_{в.с}}.$$

Отсюда

$$\eta_{о.л}=\frac{\eta^*_{о.л}-\zeta_{в.с}}{1-\xi\zeta_{в.с}}. \qquad (7\text{-}1)$$

В формуле (7-1) $\eta^*_{о.л}$ — лопаточный к. п. д. проточной части при полном использовании выходной скорости; $\zeta_{в.с}=h_{в.с}/H'_0$ — коэффициент потерь с выходной скоростью. Последняя величина относится к турбине и вычислена в долях располагаемого перепада на турбину, в то время как коэффициент ξ и связанный с ним коэффициент полных потерь $\zeta_п=1-\xi$ относятся к патрубку и выражаются в данном случае в долях выходной энергии турбины $h_{в.с}$. Заменив ξ через $\zeta_п$ получим:

$$\eta_{о.л}=\frac{\eta^*_{о.л}-\zeta_{в.с}}{1-\zeta_{в.с}(1-\zeta_п)}. \qquad (7\text{-}2)$$

Выражение (7-2) позволяет проанализировать влияние выхлопного патрубка на к. п. д. турбины при различных значениях коэффициентов $\zeta_п$ и $\zeta_{в.с}$. На рис. 7-6 построены кривые изменения к. п. д. $\eta_{о.л}$ в зависимости от $\zeta_{в.с}$ для различных значений коэффициента $\zeta_п$ при $\eta^*_{о.л}=0{,}9$.

Из кривых на рис. 7-6 следует, что при улучшении аэродинамических качеств патрубка имеет место заметное увеличение к. п. д. турбины. Так, например, оценивая потери с выходной скоростью из турбины 5%, получим при снижении коэффициента полных потерь патрубка в 3 раза увеличение к. п. д. на 3,5%. Этот выигрыш существенно возрастает с увеличением выходной скорости и при $\zeta_{в.с}=10\%$ составляет около 7%.

Для мощных паровых турбин потеря с выходной скоростью по отношению ко всему располагаемому перепаду энтальпий колеблется от 1,5 до 3,0%, что позволяет при снижении коэффициента $\zeta_п$ с 1,3 до 0,7 увеличить к. п. д. на 1—1,5%. Абсолютный прирост мощности тур-

боустановки в этом случае пропорционален приросту к. п. д. и составляет:

$$\Delta N_i = N_i \frac{\Delta\eta}{\eta_{0i}}.$$

При $N_i = 200 \div 1\,000$ *Мвт* $\Delta N_i = 2{,}2 \div 12$ *Мвт*.

Для представления о порядке потерь с выходной скоростью в современных турбоустановках в табл. 7-1 приведены для различных агрегатов данные о мощности,

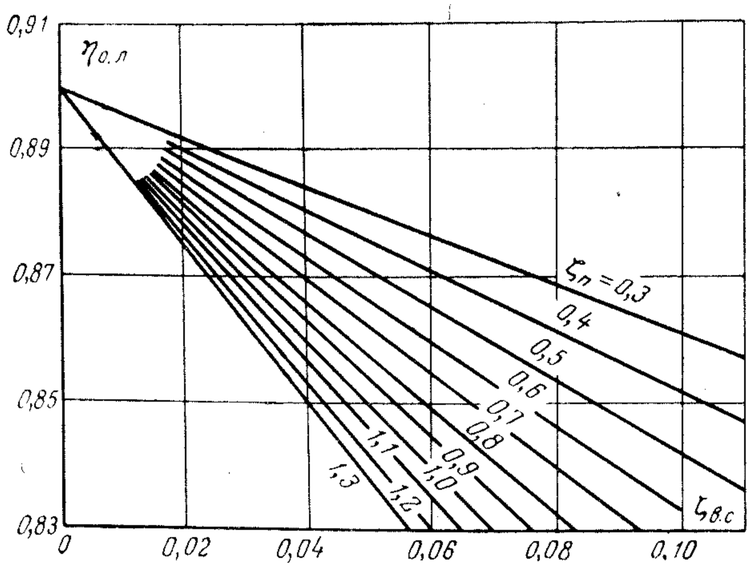


Рис. 7-6. Зависимость относительного лопаточного к. п. д. турбины от потерь с выходной скоростью и коэффициента полных потерь патрубка.

параметрах пара и абсолютной величине потерь с выходной скоростью $h_{в.с}$.

Таким образом, отработка выхлопных патрубков может позволить существенно повысить к. п. д. турбины при заданном значении выходных потерь либо заметно увеличить выходную скорость при неизменном уровне к. п. д. Последняя задача может представлять интерес для газовых турбин предельной мощности, когда необходимо обеспечить максимальный объемный расход через последнюю ступень.

Рассмотрим теперь возможности преобразования кинетической энергии потока в потенциальную в различных диффузорных элементах. С этой целью на рис. 7-7 приведены значения полных потерь в зависимости от числа

Таблица 7-1

Тип установки	Мощность, *Мвт*	Параметры пара			$h_{в.с}$, *ккал/кг*	Завод или фирма-изготовитель
		t_0, °С	p_0, *ат*	$p_к$, *ат*		
ВКТ-100	100	535	90	0,035	8,2	ХГТЗ
ВК-100-6	100	535	90	0,035	11,4	ЛМЗ
ПВК-150	150	565	130	0,03	9,9	ХГТЗ
ПВК-200	200	535	130	0,035	8,6	ЛМЗ
К-300-240	300	565	240	0,035	6,4	ХГТЗ
К-300-240	300	565	240	0,035	8,2	ЛМЗ
Эйвон № 8	250	593	247	0,035	22,5	Вестингауз
Эддистоун № 1	325	650	352	0,035	7,7	»
Брид № 1	500	566	247	0,052	7,5	ДЖИИ
Таннерс Крик № 4	600	538	247	0,052	5,0	»
Бул Ран № 1	900	538	247	0,052	8,0	»
Кейстоун № 1, 2	900	538	258	0,066	6,5	»
Кардинал № 1, 2	615	538	247	0,035	7,0	Вестингауз
Уидоус Крик № 7	500	566	170	0,052	10,5	ДЖИИ
Уил Каунти № 4	530	538	170	0,035	10,5	»

M_1 для различных диффузорных систем. Наилучшими оказываются конические диффузоры, для которых $\zeta_п$ имеет значение порядка 0,25—0,3, тогда как для остальных диффузоров $\zeta_п = 0{,}35 \div 0{,}6$. Приведенные результаты указывают на довольно высокую эффективность собственно диффузорного элемента.

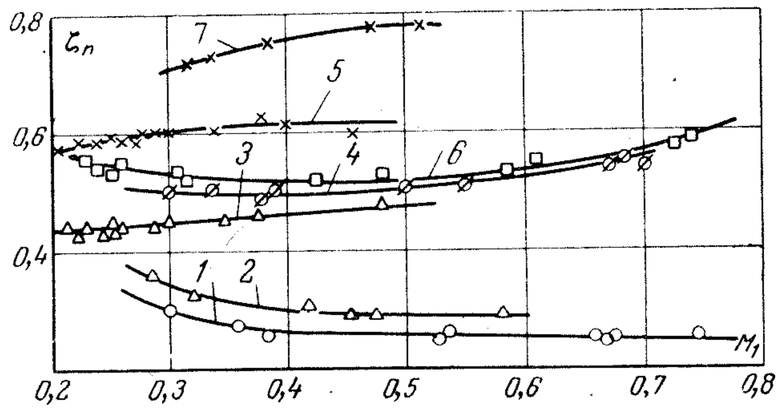


Рис. 7-7. Зависимость полных потерь в различных диффузорных системах от числа M_1.

1 — конический; *2* — кольцевой; *3* — кольцевой с радиальным поворотом; *4* — осерадиальный; *5* — патрубок с косо срезанным диффузором; *6* — патрубок с радиальным диффузором и направляющей решеткой на выходе; *7* — патрубок с осерадиальным диффузором.

Однако в системе патрубка условия работы диффузора заметно ухудшаются и экономичность всего патрубка зависит от способа отвода потока после диффузорного элемента. Так, если кольцевой диффузор с радиальным поворотом имеет потери порядка 50% (кривая *4* на рис. 7-7), то при его совместной работе с выходным кожухом патрубка величина потерь возрастает до 70—80%, а при неблагоприятном очертании обводов кожуха эта величина имеет порядок 100—130%.

Столь резкое увеличение потерь объясняется тем, что поток, попадая в сборный кожух, весьма неравномерно распределяется по его выходному сечению. Довольно часто эффективная площадь выхлопа $F_{2эф}$ (площадь с положительным значением скорости) составляет всего 50—60% геометрической площади. Кроме того, при отсутствии специальной организации потока на пути от выходного сечения диффузора к выходному сечению патрубка образуются зоны интенсивных вихревых течений. В результате потери в кожухе, состоящие из внутренних потерь и потерь с выходной скоростью, оказываются одного порядка, а иногда и превышают потери в собственно диффузорном элементе. Следует отметить, что из-за резкого сокращения эффективной площади в ряде случаев в балансе потерь основную долю составляют выходные потери.

В соответствии с изложенными выше соображениями для улучшения патрубков следует уделять большое внимание организации течения в сборном кожухе. При этом, однако, трудно указать сколь-либо общие правила проектирования патрубков, так как их форма и размеры тесно связаны с конструкцией всей установки и возможные их изменения крайне ограничены. В результате патрубок каждой новой установки требует длительной и кропотливой отработки.

В связи с изложенным на кафедре «Паровые и газовые турбины» МЭИ была предпринята попытка разработать патрубки, имеющие удовлетворительные характеристики при простейшей форме сборного кожуха.

В значительной степени поставленная цель была достигнута благодаря применению косо срезанных в направлении выхлопа диффузоров. Это простое изменение, состоящее в том, что внешний конус кольцевого диффузора срезается под некоторым углом γ к продольной оси машины (см. рис. 7-2,*б*), позволило приблизить аэродинамические характеристики патрубка к характеристикам лучших диффузоров (подробно см. § 7-3).

Приведенная на рис. 7-7 кривая *5,* полученная для того же патрубка, что и кривая *7,* но при срезе внешнего конуса под углом $\gamma = 15°$, наглядно свидетельствует о заметном снижении потерь, величина которых имеет порядок $\zeta_п = 55 \div 60\%$, причем эти значения сохраняются для различных вариантов сборных кожухов.

Косой срез внешнего конуса обеспечивает почти свободный выход потока из диффузора непосредственно в выходное сечение патрубка, что расширяет эффективную площадь выхлопа. Кроме того, поток, покидающий патрубок почти по всему выходному сечению, создает эжектирующий эффект, обеспечивающий снижение внутренних потерь в кожухе. Обе эти причины существенно повышают эффективность патрубков с косо срезанными диффузорами.

Поскольку рассмотренный путь улучшения выхлопных патрубков ГТУ не требует практически никаких изменений в конструкции установки, его можно не только широко использовать при проектировании новых турбин, но и применять при модернизации работающих газовых турбин.

В некоторых случаях габариты установки не позволяют использовать в системе выхлопа кольцевые диффузоры с радиальным поворотом и их приходится заменять более компактными осерадиальными диффузорами. Экономичность последних также оказывается высокой, если подобрать оптимальные геометрические соотношения. Однако большое число свободных геометрических параметров затрудняет проектирование такого диффузорного элемента.

Кроме того, при радиальном диффузоре значительно сложнее организовать односторонний выхлоп из турбины с минимальными потерями в выхлопном патрубке, так как поток после ступени поворачивается вначале на 90° относительно оси турбины в радиальном диффузоре, а затем в его верхней части делает еще один поворот на 90° при переходе в кожух. Эти два последовательных поворота приводят к образованию устойчивых вихревых шнуров, снижающих эффективную площадь и увеличивающих внутренние потери в патрубке. В результате патрубки с осерадиальными диффузорами редко имеют потери меньше 80—85%, хотя путем различного распо-

ложения разводящих ребер внутри сборного кожуха удается иногда получить удовлетворительные результаты.

Исследования, проведенные в МЭИ, показали, что экономичность указанных патрубков может быть повышена, если непосредственно в выходном сечении радиального диффузора установить направляющую решетку с компрессорными профилями, обеспечивающими в левой и правой половинах кожуха поворот потока в направлении выходного сечения патрубка. Результаты испытаний рассмотренной системы, представленные на рис. 7-7 кривой *6,* показывают, что и в этом случае оказывается возможным получить в патрубке потери на уровне 50%.

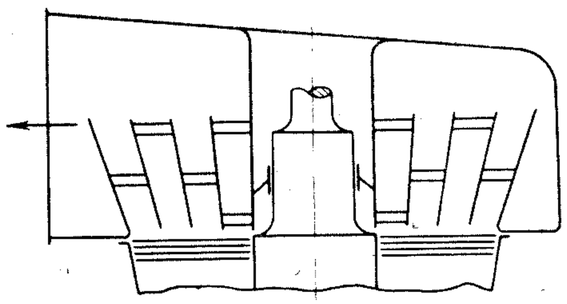


Рис. 7-8. Схема патрубка с «многослойным» диффузором.

Таким образом, по экономическим данным оба варианта улучшенных выхлопных патрубков примерно одинаковы.

Кроме рассмотренных схем, для турбин предельной мощности могут оказаться полезными «многослойные» диффузоры. Вариант патрубка с таким диффузором приведен на рис. 7-8. Основной особенностью такой конструкции является замена общего диффузора системой разделенных кольцевых каналов, каждый из которых выполнен с оптимальными углами раскрытия и умеренными степенями расширения.

Эффективность рассматриваемой системы существенно зависит от закона изменения входных площадей F_{1i} по радиусу. Как было показано выше (см. гл. 5), сохранение величины F_{1i} неизменной в каждом диффузоре может привести к существенному увеличению потерь с уменьшением l_2/D, так как при этом увеличивается периметр обтекаемой поверхности при сохранении неизменной располагаемой энергии. Однако если с переходом к меньшему размеру l_2/D одновременно увеличивать и F_1, увеличивая тем самым располагаемую кинетическую энергию на входе, можно получить довольно высокие результаты и при малых значениях l_2/D. Так, приведенные на рис. 5-1 опытные данные показывают, что в этом случае уменьшение l/D с 0,3 до 0,15 приводит к возрастанию потерь всего на 3—5%.

В случае применения «многослойных» диффузоров хорошие результаты могут быть достигнуты, если в каждом канале выдерживать примерно одинаковую абсолютную входную высоту l.

Возвращаясь к вопросу о влиянии выходных патрубков на экономичность турбины, укажем, что полученные результаты позволяют поднять к. п. д. турбин на 1—2% при неизменном значении выходных потерь энергии либо увеличить выходную скорость при неизменном уровне к. п. д.

В последнем случае оказывается возможным увеличить расход газа через ступени предельных размеров на 30—40%, повысив примерно в таком же соотношении мощность всей турбины.

После краткого обзора возможных схем выхлопных патрубков перейдем к детальному рассмотрению каждой схемы в отдельности.

7-2. Выхлопные патрубки с осевыми кольцевыми диффузорами

Выхлопные патрубки с осевыми кольцевыми диффузорами наиболее часто применяются в газотурбинных установках. Типичный такой патрубок, приведенный на рис. 7-2,*б,* состоит из кольцевого диффузора *1,* поворотного экрана *2* и сборного кожуха *3.*

Для максимального использования кинетической энергии потока, покидающего последнюю ступень турбомашины, необходимо обеспечить вполне определенные геометрические соотношения между указанными элементами патрубка. При этом заданными следует считать размеры последней ступени, характеризуемой безразмерным средним диаметром $\theta = D/l_2$ (отнесенным к высоте рабочих лопаток l_2), а выбор остальных размеров должен быть произведен из условия минимальных потерь и допустимых габаритов патрубка.

Решение поставленной задачи в настоящее время возможно только эмпирически, и это приводит к необходи-

мости индивидуальной отработки патрубка при изменении размеров последней ступени турбины.

В МЭИ была проведена серия испытаний выхлопных патрубков с осевыми кольцевыми диффузорами при различных расстояниях между экраном и дуффузором и различных значениях θ, позволившая выяснить роль этого параметра и установить влияние поворотного экрана на величину потерь при неизменной простейшей конструкции кохужа *3* [Л. 28].

В табл. 7-2 приведен диапазон изменений геометрических параметров испытанных патрубков, охватывающий большинство реальных размеров, встречающихся в газотурбостроении. Столь же близок к натурному диапазон режимных параметров M_1 и Re_1.

Таблица 7-2

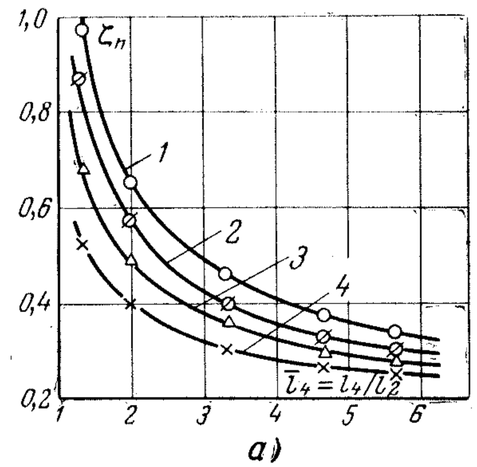
D/l_2	l_3/l_2	L/l_2	M_1	Re_1	n
4	1—7	4,7—8	0,15—0,6	$(0,5\div3)\cdot10^5$	2,22
6	1—6	6,7	0,15—0,4	$(0,5\div2)\cdot10^5$	2,21
8	1—6	6,7	0,15—0,3	$(0,5\div1,5)\cdot10^5$	2,20
10	1—6	6,7	0,15—0,5	$(0,5\div1,0)\cdot10^5$	2,15

При оценке экономичности той или иной системы использовался коэффициент полных потерь $\zeta_п$, вычислявшийся по отношению к кинетической энергии на входе в патрубок.

Поскольку экономичность патрубка определяется в значительной степени диффузорным элементом, начнем рассмотрение с характеристик использованных кольцевых диффузоров.

Согласно табл. 7-2 диффузоры имели примерно одинаковую степень расширения, равную $\sim2{,}2$, и одинаковую относительную длину $\bar{L}=6{,}7$, что соответствует углу $\alpha_{экв}=7\div8°$. Принятые размеры близки к оптимальным и должны обеспечивать коэффициент восстановления давления на уровне 75—60% (полные потери при этом будут $\zeta_п=25\div40\%$).

Однако при установке поворотного экрана потери в диффузорах изменяются и зависят от расстояния между выходным сечением и экраном l_4. О характере этой зависимости можно судить по кривым на рис. 7-9,*а*, где представлено изменение полных потерь в зависимости от относительного расстояния $\bar{l}_4$ для различных значений θ.



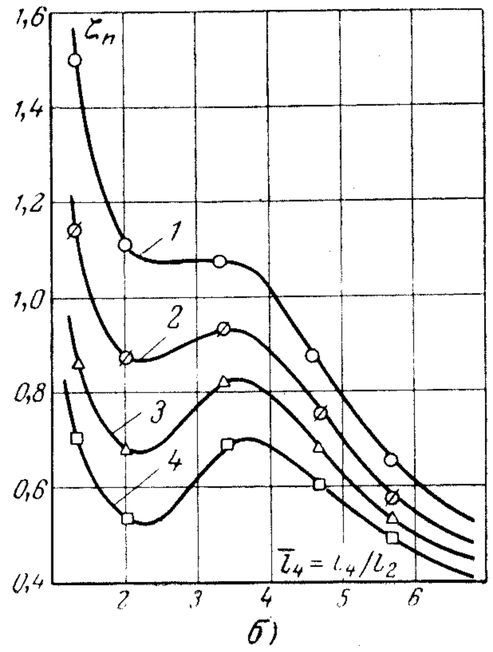


Рис. 7-9. Изменение коэффициента полных потерь $\zeta_п$ в зависимости от $\bar{l}_4$ и $\theta=D/l_2$ для кольцевых диффузоров с экраном (*а*) и патрубков (*б*).
1 — θ=10; *2* — θ=8; *3* — θ=6; *4* — θ=4.

Указанная зависимость может быть другой, если применять короткие кольцевые диффузоры с большой степенью расширения, для которых, как известно [Л. 54], существует зона оптимальных значений $\bar{l}_4$. Однако даже в этой зоне минимальное значение потерь в таких системах оказывается высоким. Некоторые данные, оценивающие влияние относительной длины $\bar{L}$, будут приведены ниже, а сейчас рассмотрим

работу безотрывных диффузоров совместно с кожухом.

Результаты испытаний, приведенные на рис. 7-9,*б*, свидетельствуют, что установка кожуха существенно меняет характер зависимости потерь от безразмерного расстояния $\bar{l}_4$. Вначале с приближением экрана потери увеличиваются, причем более интенсивно, чем без кожуха. Затем при $\bar{l}_4=3{,}3$ коэффициент $\zeta_п$ достигает максимальной величины и дальнейшее уменьшение $\bar{l}_4$ приводит для малых значений D/l_2 почти к кризисному снижению потерь (кривые *3*, *4*), а для больших D/l_2 потери сохраняются неизменными (кривая *1*). Для всех испытанных патрубков зоне минимальных потерь соответствует примерно одинаковое значение $\bar{l}_4$, равное 2,2.

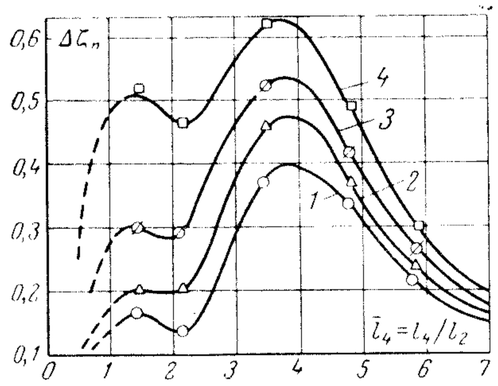


Рис. 7-10. Влияние наличия кожуха на потери в патрубке.
1 — θ=4; *2* — θ=6; *3* — θ=8; *4* — θ=10

При $\bar{l}_4<2{,}2$ потери начинают вновь интенсивно расти и влияние кожуха уменьшается. О степени этого влияния во всем диапазоне расстояний $\bar{l}_4$ можно судить по кривым на рис. 7-10, где приведена разность между потерями в патрубке и его диффузорной системе при различном расположении поворотного экрана.

В целом влияние кожуха оказывается весьма существенным, но не монотонным. С приближением экрана к диффузору доля потерь в кожухе увеличивается, достигая при $\bar{l}_4=3{,}8$ максимального значения, равного 40% для θ=4 и 62% для θ=10. Затем $\Delta\zeta_п$ падает и составляет при $\bar{l}_4=1{,}8\div2{,}0$ для тех же значений θ соответственно 12 и 47%. Дальнейшее уменьшение $\bar{l}_4$ приводит к некоторому возрастанию $\Delta\zeta_п$, а затем влияние кожуха вновь начинает снижаться.

Полученная зависимость имеет важное практическое значение. Так, если расстояние $\bar{l}_4$ в патрубке выбрано в зоне максимальных значений $\Delta\zeta_п$, путем отработки сборного кожуха можно добиться существенного снижения потерь. Однако в большинстве случаев такой путь приводит к увеличению радиальных габаритов машины. Вместе с тем из кривых следует, что улучшение аэродинамических характеристик патрубка может быть достигнуто простым уменьшением осевого расстояния $\bar{l}_4$. Этот путь особенно эффективен для малых относительных диаметров, но и при θ=10 целесообразность перехода от $\bar{l}_4=3{,}0\div3{,}5$ к $\bar{l}_4=2{,}0\div2{,}5$ очевидна, так как он приводит к уменьшению осевых габаритов без увеличения суммарных потерь.

Если же в исходном патрубке $\bar{l}_4=2$, то при малых θ отработка кожуха оказывается практически бесцельной: в этом случае основная доля потерь падает на диффузорную систему, а доля потерь в кожухе составляет незначительную величину.

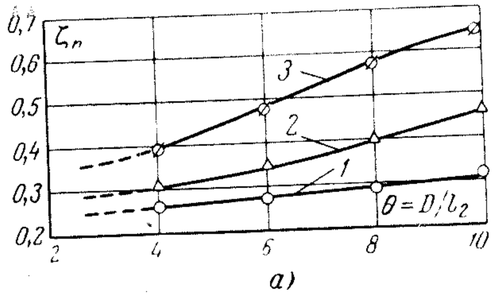
Рассмотренное влияние кожуха связано со специфическими особенностями потока в патрубках с односторонним выхлопом.

В самом деле, при больших расстояниях $\bar{l}_4$ поток из верхней части патрубка имеет возможность сравнительно легко повернуть в сторону выходного сечения, незначительно нарушая симметрию течения. С приближением экрана к диффузору несимметрия течения существенно возрастает, что приводит к заметному росту сопротивления патрубка. Однако пока сопротивление на пути *I* (см. рис. 7-2,*б*) меньше сопротивления, оказываемого зазором l_5 на пути *II*, основной поток из верхней части патрубка накладывается на течение в его нижней половине и движется не по возможному пути *II*, а по пути *I*, существенно ухудшая условия выхода.

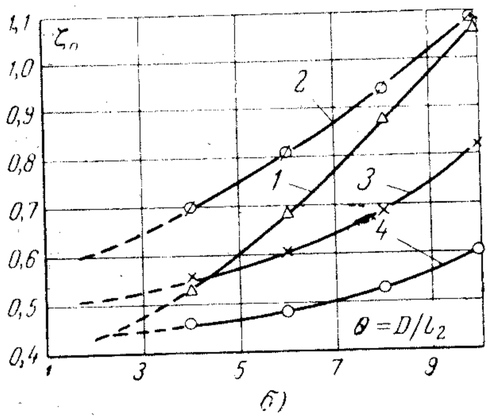
При равенстве рассматриваемых сопротивлений потери достигают экстремального значения. Этот режим характерен неустойчивой работой патрубка, так как теперь выхлоп из верхней половины может происходить как по пути *I*, так и по пути *II*. Переход на такой режим сопровождается типичным шумом переменной интенсивности и фиксируется достаточно четко.

Отмеченный факт следует иметь в виду, так как неустойчивый режим сопровождается не только шумовым эффектом, но приводит также к колебанию давления на входе в патрубок, что может иметь весьма серьезные последствия с точки зрения прочности лопаток последней ступени турбомашины.

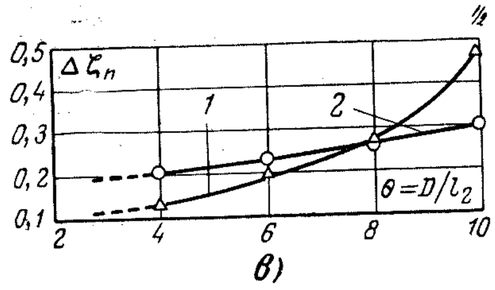
Дальнейшее смещение экрана к выходному сечению диффузора обеспечивает отвод потока из верхней части патрубка по пути *II*, сопротивление которого оказывает-



а)



б)



в)

Рис. 7-11. Влияние безразмерного входного диаметра $\theta = D/l_2$ на коэффициент $\zeta_п$.

а — диффузоры: *1* — $\bar{l}_4 = \infty$; *2* — $\bar{l}_4 = 3{,}3$; *3* — $\bar{l}_4 = 2$; *б* — патрубки: *1* — $\bar{l}_4 = 2{,}2$; *2* — $\bar{l}_4 = 3{,}3$; *3* — $\bar{l}_4 = 5{,}0$; *4* — $\bar{l}_4 = 6{,}0$; *в*: *1* — $\bar{l}_4 = 2{,}0$; *2* — $\bar{l}_4 = 5{,}7$.

ся меньше сопротивления пути *I*. В результате заметно увеличивается эффективная площадь патрубка на выходе (площадь с положительным значением расходной составляющей скорости) и улучшаются условия отвода потока из нижней части, поскольку теперь по пути *I* отводится меньшая часть рабочего тела.

Указанные причины вызывают снижение суммарных потерь, величина которых приближается к потерям в свободной диффузорной системе. Это снижение происходит до тех пор, пока площадь F_3 не окажется по величине одного порядка с площадью F_2. Начиная с этого момента, уменьшение размера $\bar{l}_4$ приводит к резкому увеличению потерь, вызванному снижением степени расширения диффузорной системы патрубка. На этих режимах влияние кожуха вновь уменьшается.

Для выяснения роли относительного диаметра $\theta = D/l_2$ рассмотрим зависимость потерь при постоянном расстоянии $\bar{l}_4$ от этого параметра. Кривые, приведенные на рис. 7-11,*а* для диффузорной системы и на рис. 7-11,*б* для всего патрубка в целом, свидетельствуют, что влияние этого параметра заметно даже для свободного кольцевого диффузора. Так, изменение θ от 4 до 10 приводит к увеличению потерь на 5% (кривая *1* на рис. 7-11,*а*).

При установке поворотного экрана это увеличение составляет 15—33% (кривые *2*, *3*), а в патрубке достигает 55% (кривая *1* на рис. 7-11,*б*) и зависит от расстояния $\bar{l}_4$, уменьшаясь с его ростом. При этом одновременно уменьшается и влияние кожуха.

Так, если в зоне оптимальных значений $\bar{l}_4$ увеличение θ с 4 до 10 приводит к росту потерь в кожухе на 35% (кривая *1* на рис. 7-11,*в*), то для $\bar{l}_4 = 5{,}7$ это увеличение составляет 9—10% (кривая *2*).

Столь сильное влияние параметра θ связано с тем, что его увеличение приводит, как правило, к увеличению суммарной поверхности, обтекаемой потоком, и, следовательно, к увеличению потерь на трение. В свободном диффузоре, как это уже отмечалось, потери на трение возрастают на 5% (см. кривую *1* на рис. 7-11,*а* и рис. 5-1).

С установкой экрана потери для больших θ возрастают еще более интенсивно, так как теперь на внутренней образующей диффузора развитие пограничного слоя происходит при увеличенном положительном градиенте давления и с приближением экрана возможность отрыва слоя становится более вероятной.

На отрывной характер течения как раз и указывает полученный уровень потерь при больших θ. Естественно, что в этом случае существенно ухудшаются и условия течения в сборном кожухе, т. е. его отрицательное влияние становится более заметным.

Проведенные испытания наглядно показали, что оптимальные схемы выхлопных патрубков определяются размерами той ступени, за которыми они устанавливаются.

При малых θ и оптимальной геометрии диффузора оказывается возможным получить высокий коэффициент восстановления давления при ограниченных осевых и радиальных габаритах патрубка; при этом выдерживаются следующие соотношения между площадями: $F_1 : F_2 : F_3 : F_4 = 1 : 2{,}6 : 3{,}5 : 4{,}0$.

С увеличением θ снижение потерь в патрубке может быть достигнуто в основном за счет отработки сборного кожуха и увеличения осевых габаритов либо методом, указанным в [Л. 100].

Рассматривая схему патрубка с кольцевым диффузором, легко заметить, что размер $\bar{l}_4$ можно изменить не только путем перемещения экрана *2*, но и за счет использования более коротких диффузоров, тем более что

при наличии экрана, по данным [Л. 54], обеспечиваются достаточно высокие коэффициенты восстановления давления и в коротких диффузорах. Для выяснения этого вопроса были испытаны в системе патрубка три диффузора с различными относительными длинами. Результаты испытаний приведены на рис. 7-12. Диффузорные си-

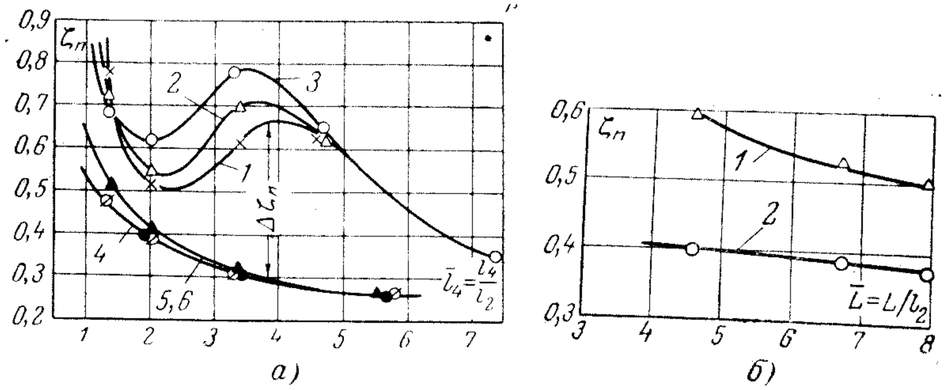


Рис. 7-12. Влияние относительной длины диффузора L/l_2 на потери в диффузоре и патрубке ($\theta=4$).

а: *1* — $\bar{L}=8{,}0$; *2* — $\bar{L}=6{,}7$; *3* — $\bar{L}=4{,}7$ } — потери в патрубке;

4 — $\bar{L}=8{,}0$; *5* — $\bar{L}=6{,}7$; *6* — $\bar{L}=4{,}7$ } — потери в диффузоре;

б — $\bar{l}_4=2{,}2$: *1* — потери в патрубке; *2* — потери в диффузоре.

стемы, испытанные без кожуха, почти при всех расстояниях экрана оказались равноценными (кривые *4*, *5*, *6*), а их испытания совместно с кожухом показали, что короткие диффузоры ($L/l_2=4{,}7$) заметно хуже длинных ($\bar{L}=8$).

В широком диапазоне значений $\bar{l}_4$ изменение потерь составляет 10—15%. Такое поведение кривых связано с отмеченным выше несимметричным характером течения в патрубке с односторонним выхлопом. Несимметрия выхлопа заметно нарушает течение в самом диффузоре, и это нарушение сказывается тем сильнее, чем меньше длина диффузора.

Естественно поэтому, что установка кожуха вызывает более интенсивное возрастание потерь в коротком диффузоре (кривая *3*), чем в длинном (кривая *1*), и

только при очень близком расположении экрана ($\bar{l}_4<2$), когда влияние внешней несимметрии мало, а степень расширения диффузорной системы начинает падать, потери в длинном диффузоре из-за увеличения обтекаемой поверхности оказываются большими.

Здесь следует особо подчеркнуть, что стремление отдалить экран от диффузора путем уменьшения длины его образующих может привести не к уменьшению потерь, а к их сильному увеличению (до 25% при малых θ), если исходное расстояние $\bar{l}_4$ находится в зоне оптимальных значений. Таким образом, уменьшение размера $\bar{l}_4$ за счет длины диффузора нецелесообразно, если, конечно, это уменьшение не диктуется необходимостью сокращения осевых габаритов машины. В последнем случае допустимо при сохранении неизменной степени расширения диффузора увеличение угла α до 15—18°.

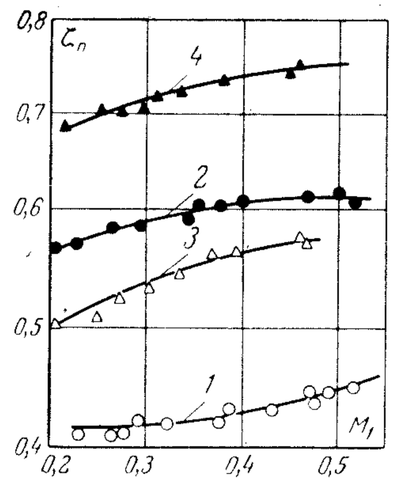


Рис. 7-13. Изменение потерь в диффузорах и патрубках в зависимости от числа M_1.

1 — $\theta=4$; *3* — $\theta=6$ } $\bar{l}_1=2$ (диффузоры);

2 — $\theta=4$; *4* — $\theta=6$ } $\bar{l}_4=2$ (патрубки).

Проведенный анализ влияния основных геометрических параметров на экономичность выхлопных патрубков относится к фиксированному числу $M_1=0{,}30$ (практически несжимаемая жидкость). Влияние этого режимного параметра на работу рассматриваемых диффузоров и патрубков можно проследить по рис. 7-13, где приведены кривые изменения коэффициентов $\zeta_п$ для патрубков с различным D/l_2 в зависимости от M_1.

Можно отметить, что во всех случаях с увеличением скорости происходит некоторое увеличение потерь. Это связано с тем, что в данном случае с ростом числа M_1 происходит увеличение положительного градиента давления и увеличение имеющихся отрывных зон.

Поскольку в газотурбинных установках число M_1 не превышает 0,3—0,5, можно считать, что полученные выше

соотношения между геометрическими размерами выхлопных патрубков с кольцевыми диффузорами могут быть без большой погрешности положены в основу их проектирования. Следует отметить, что в рассматриваемых выхлопных системах при ограниченных осевых и радиальных габаритах отрицательная роль сборного кожуха весьма значительна и средний уровень потерь в патрубке составляет величину порядка 65—80%. В связи с этим представляется целесообразным создание диффузорной системы, удовлетворительно работающей при простейшей форме сборного кожуха. Как уже отмечалось выше, хорошие результаты при решении такой задачи могут быть получены в результате применения косо срезанных в направлении выхода диффузоров.

7-3. Выхлопные патрубки с косо срезанными диффузорами

Рассмотренные в предыдущем параграфе результаты испытаний выхлопных патрубков с кольцевыми диффузорами показали, что потери в них существенно зависят от правильного соотношения между основными геометрическими размерами. На основании приведенных выше данных такими размерами можно считать относительный диаметр на входе $\theta = D/l_2$ и относительные расстояния $\bar{l}_5 = l_5/l_2$ и $\bar{l}_4 = l_4/l_2$ * (см. рис. 7-2,*б*).

При заданной величине θ и фиксированном значении $\bar{l}_5$ уменьшение размера $\bar{l}_4$ вызывает интенсивное увеличение потерь. Однако в некоторой зоне этот рост замедляется, и для малых θ можно указать область, в которой потери с приближением экрана к выходному сечению диффузора не растут, а снижаются.

Зависимость, приведенная на рис. 7-9,*б*, весьма характерна для выхлопных патрубков с кольцевыми диффузорами и наглядно показывает влияние кожуха при различных положениях поворотного экрана.

Отрицательное влияние кожуха можно уменьшить, если сильно увеличить осевой ($\bar{l}_4$), либо радиальный ($\bar{l}_5$) размер. Первый путь обычно неприемлем по конструктивным соображениям, так как для удовлетворительных результатов необходимо иметь $\bar{l}_4 > 6$, т. е. следует резко увеличивать осевые габариты машины.

Второй путь используется значительно чаще [Л. 73], причем получаемый выигрыш существенно зависит от величины относительного диаметра θ и размера $\bar{l}_4$.

По опытным данным, полученным в МЭИ, увеличение радиального размера дает максимальное снижение потерь при $\bar{l}_4 = 3 \div 3{,}5$, а минимальный результат при $\bar{l}_4 = 2{,}2$ и разница между этими значениями непрерывно сокращается с увеличением θ.

Результаты испытаний патрубков при различных значениях $\bar{l}_5$ приведены на рис. 7-14.

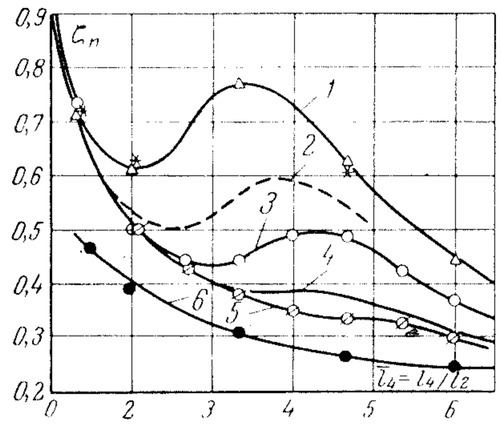


Рис. 7-14. Влияние радиального размера $\bar{l}_5$ на экономичность выхлопных патрубков.

1 — $\bar{l}_5 = 1{,}0$; *2* — $\bar{l}_5 = 1{,}5$; *3* — $\bar{l}_5 = 2{,}0$; *4* — $\bar{l}_5 = 3{,}0$; *5* — $\bar{l}_5 = 4{,}0$; *6* — $\bar{l}_5 = \infty$ ($\theta = 4$).

Таким образом, для симметричного кольцевого диффузора и одностороннего выхода снижение потерь в той или иной степени связано с увеличением габаритных размеров патрубка и часто требует сложной профилировки сборного кожуха. Вместе с тем, отказываясь от симметричного диффузора, можно получить заметное снижение потерь, сохранив неизменными остальные элементы патрубка. В этом направлении достаточно эффективным оказалось применение косо срезанных в направлении выхлопа кольцевых диффузоров [Л. 29]. Схема патрубка, приведенная на рис. 7-2,*б*, остается по существу без всяких изменений, а плоскость выхода потока из диффузора путем среза внешнего конуса располагается под углом γ к вертикальной плоскости.

Интересно отметить, что указанный несимметричный диффузор при работе с экраном дает при близком расположении последнего заметное уменьшение потерь. Сказанное наглядно подтверждается результатами испытаний, приведеными на рис. 7-15,*а*. Если для симметричного диффузора (кривая *3*) сокращение размера $\bar{l}_4$ с 6 до 1,3 вызвало увеличение потерь на 60%, то при

---

* Более правильно использовать вместо линейных отношений отношения площадей F_4/F_1 и F_3/F_1. Однако поскольку опытные данные получены для патрубка с кожухом, у которого по окружности размер l_5 оставался неизменным, будем и при рассмотрении косо срезанных диффузоров использовать отношения линейных размеров

наличии среза то же изменение увеличило потери всего на 18% (кривая *4*). Примерно в такой же степени возрастают потери в косо срезанных диффузорах и при других значениях θ.

Приведенная на рис. 7-15,*а* кривая *2* показывает, что с введением косого среза потери в патрубке уменьши-

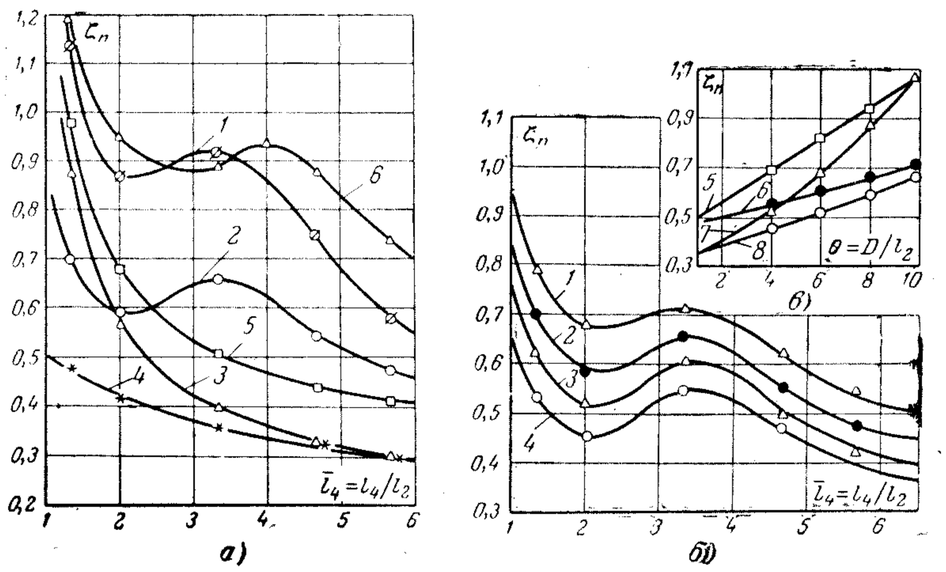


Рис. 7-15. Изменение полных потерь в патрубках и диффузорах в зависимости от относительного расстояния $\bar{l}_4$.

а: *1* — патрубок с кольцевым диффузором (θ=8; n=2,4); *2* — патрубок с кольцевым косо срезанным диффузором (θ=8); *3* — кольцевой диффузор (θ=8; n=2,4); *4* — кольцевой косо срезанный диффузор (θ=8); *5* — укороченный диффузор (θ=8; n=1,7); *6* — патрубок с укороченным диффузором;

б: *1*—θ = 10; *2*—θ = 8; *3*—θ = 6; *4*—θ = 4 — патрубки с косо срезанными диффузорами;

в: *5*—$\bar{l}_4$ = 3,3; *7*—$\bar{l}_4$ = 2,2 — патрубки с кольцевыми диффузорами без среза.

6—$\bar{l}_4$ = 3,3; *8*—$\bar{l}_4$ = 2,2 — патрубки с косо срезанными диффузорами.

лись практически во всем диапазоне значений $\bar{l}_4$. Более того, при $\bar{l}_4$=1,3 эффективность патрубка с диффузором, имеющим косой срез, оказалась выше, чем у патрубка с симметричным диффузором, почти на 15%. Следовательно, имеется реальная возможность использовать кинетическую энергию потока, покидающего последнюю

ступень турбины, без увеличения габаритов выхлопного патрубка.

Представление о величине потерь в указанных системах можно получить из рис. 7-15,*б* и *в*, где приведены коэффициенты $\zeta_п$ для четырех патрубков с косо срезанными диффузорами, различающихся параметром θ. В целом все кривые располагаются почти эквидистантно, хотя уровень потерь, так же как и для изолированных диффузоров, оказывается более высоким при увеличении θ.

Следует, однако, подчеркнуть, что введение среза заметно снижает интенсивность нарастания потерь в патрубке с ростом θ. Если для нормальной системы (см. рис. 7-11,*б*) увеличение θ с 4 до 10 приводит к увеличению потерь с 70 до 108% при $\bar{l}_4$=3,3 (кривая *2*) и с 52 до 105% при $\bar{l}_4$=2,2 (кривая *1*), то в патрубке с косо срезанным диффузором (рис. 7-15,*в*) такое же увеличение θ вызывает возрастание потерь с 55 до 70% для $\bar{l}_4$=3,3 (кривая *6*) и с 45 до 68% для $\bar{l}_4$=2,2 (кривая *8*).

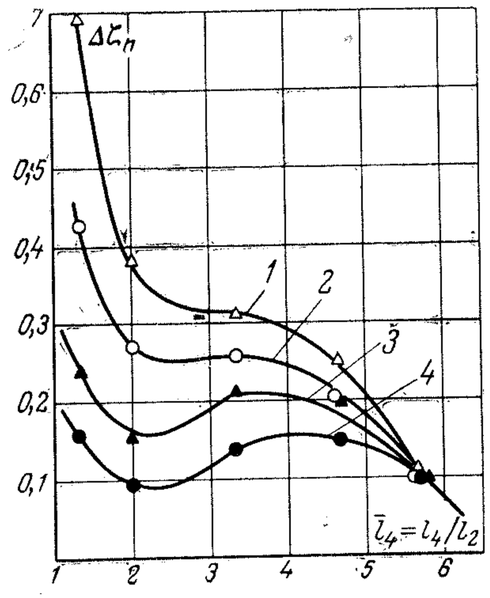


Рис. 7-16. Абсолютное снижение потерь в патрубках при переходе к косо срезанным диффузорам.

1 — θ=10; *2* — θ=8; *3* — θ=6; *4* — θ=4.

Таким образом, патрубок обеспечивает использование от 30 до 55% входной кинетической энергии потока, причем влияние формы сборного кожуха оказывается незначительным.

Абсолютное снижение потерь в патрубках с косо срезанными диффузорами $\Delta\zeta_п=\zeta_п-\zeta_{п.с}$, где $\zeta_п$ — полные потери в исходном варианте, а $\zeta_{п.с}$ — в рассматриваемом со срезом (рис. 7-16), оказывается более существенным, чем в собственно диффузорных системах.

Так, если применение косого среза в диффузоре с поворотным экраном при θ=10 увеличивает его эффективность на 20% при $\bar{l}_4$=2, то в системе патрубка потери

при $\theta=10$ и $\bar{l}_4=2$ снижаются на 38% (кривая *1* на рис. 7-16). Эти данные указывают на то, что эффективность патрубка с косо срезанным диффузором возрастает не только за счет улучшения работы диффузора, но и за счет более рациональной организации течения в сборном кожухе.

В обычной схеме поток, выходящий из диффузора, при далеком расположении экрана поворачивает непосредственно в сторону выходного сечения не только в нижней части, но и из верхней половины диффузора, двигаясь по пути *I* (см. рис. 7-2,*б*). С приближением экрана сопротивление для этой части потока непрерывно увеличивается, и поток из верхней половины диффузора начинает растекаться не только по пути *I*, но и по пути *II*. Естественно, что чем больше размер $\bar{l}_5$, т. е. чем дальше расположен сборный кожух, тем меньшее сопротивление испытывает поток на пути *II* и, следовательно, менее интенсивно возрастают потери с приближением экрана.

Сравнение полных потерь $\zeta_п$, полученных в патрубке с увеличенным размером $\bar{l}_5$ (см. рис. 7-14), и кривых *1* и *2* на рис. 7-15,*а* показывает, что в этом случае характер изменения потерь оказывается примерно таким же, как и для патрубка с косым срезом. Другими словами, течение в сборном кожухе при наличии косо срезанного диффузора и увеличенном радиальном размере $\bar{l}_5$ с качественной стороны оказывается идентичным.

В самом деле, с введением косого среза поток после диффузора в нижней части заполняет бо́льшую часть проходной площади выходного сечения патрубка, резко увеличивая площадь с положительной расходной составляющей. В результате наряду со снижением сопротивления для потока, выходящего из верхней части диффузора по пути *I*, заметно сокращается и сопротивление по пути *II*, так как с увеличением степени заполнения выходного сечения растет эжектирующее влияние потока, покидающего патрубок.

С приближением экрана аэродинамическое сопротивление на пути *II* для потока в верхней части диффузора вначале приближается к сопротивлению на пути *I*, а затем становится меньше последнего. Указанным перераспределением сопротивлений и объясняется, в частности, некоторое снижение потерь на рис. 7-15,*б* при $\bar{l}_4=2\div3$.

Оценивая роль косого среза, целесообразно рассмотреть работу патрубка с укороченным диффузором, так как в этом случае, при сохранении внешних габаритов заметно увеличиваются расстояния $\bar{l}_4$ и $\bar{l}_5$, что в общем снижает аэродинамическое сопротивление последующего тракта. Результаты испытаний приведены на рис. 7-15,*а*, где кривая *5* относится к укороченному диффузору, а кривая *6* — к соответствующему патрубку.

В целом проведенное изменение не дало положительных результатов, так как одновременно с увеличением расстояния $\bar{l}_4$ произошло смещение экстремального значения потерь в сторону бо́льших значений $\bar{l}_4$, что было вызвано уменьшением сопротивления в верхней части патрубка из-за увеличения размера $\bar{l}_5$.

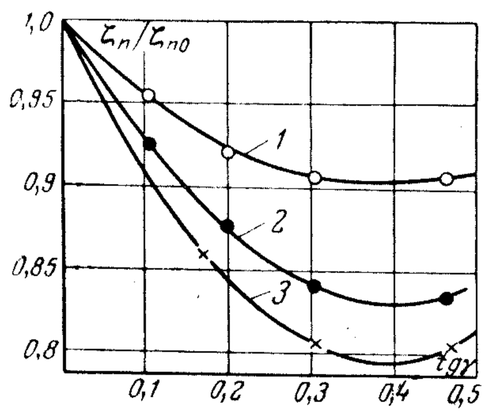


Рис. 7-17. Влияние угла среза диффузора γ на относительное снижение потерь.
1 — $n=2{,}8$; *2* — $n=2{,}4$; *3* — $n=2$.

Кроме того, прямой срез диффузора уменьшил его степень расширения с 2,2 до 1,7. В результате увеличились на 12% выходные потери и соответственно возросли полные потери (кривая *5*). При этом, естественно, увеличилась доля потерь в сборном кожухе, так как при меньшей степени расширения диффузора течение за ним происходило с бо́льшими скоростями.

Таким образом, из сравнения укороченного диффузора с косо срезанным следует очевидное преимущество последнего.

Рассмотренные выше результаты были получены при фиксированном значении угла среза $\gamma=18°$. Можно ожидать, что величина угла должна иметь оптимальное значение, так как с увеличением γ, с одной стороны, улучшаются условия течения за диффузором, а с другой — снижается степень расширения диффузора и в пределе с нижней части можно полностью срезать коническую поверхность.

Исследование влияния угла γ хорошо подтверждает сделанный вывод. На рис. 7-17 приведено относитель-

ное уменьшение потерь в трех патрубках при увеличении угла среза γ. Испытанные патрубки в исходном варианте отличались только степенью расширения диффузора при постоянной длине. Следовательно, в этом случае изменение степени расширения осуществлялось изменением угла α (см. рис. 7-2,*б*). Качественный характер полученных кривых оказался примерно одинаковым для всех патрубков. Вначале с ростом угла γ происходило снижение потерь; при угле γ порядка 18—22° потери достигали минимального значения, а при дальнейшем увеличении угла среза они возрастали.

Однако количественно влияние угла γ оказалось различным для разных диффузоров. При большой степени расширения ($n=2{,}8$) срезанный под оптимальным углом γ диффузор привел к уменьшению потерь на 10% (кривая *1*), тогда как при $n=2$ (кривая *3*) аналогичный срез улучшил экономичность на 20%. Это различие объясняется тем, что при большом значении n скорость в выходном сечении диффузора невелика и улучшение условий выхода потока влияет на общие потери в меньшей степени, чем при умеренных значениях степени расширения.

Заметим, что при малых относительных длинах внешнего конуса ($L/D_1<1{,}0$, где D_1 — диаметр на входе) срез диффузора под оптимальным углом осуществить нельзя, так как в нижней части плоскость среза будет выходить за пределы диффузора. В этом случае необходимо уменьшить угол среза γ таким образом, чтобы плоскость среза пересекала нижнюю образующую на половине первоначальной длины L.

Указанное ограничение вступает в силу, если

$$L/D_1 < 0{,}8\sqrt{n_1},$$

где n_1 — степень расширения внешнего конуса, образующего кольцевой диффузор.

В других случаях выполнение косо срезанных диффузоров с оптимальными углами среза, равными 15—20°, не вызывает особых трудностей.

Рассмотренные результаты имеют важное практическое значение, так как они позволяют получить приемлемые значения коэффициентов восстановления давления при ограниченных габаритах и простой конфигурации патрубка и сравнительно просто реконструировать

выхлопные патрубки работающих установок, аэродинамическое сопротивление которых превышает скоростной напор потока на выходе из последней ступени. Полученные значения коэффициента полных потерь для патрубков с косо срезанными диффузорами показывают, что при такой реконструкции вполне реально увеличить абсолютное значение к. п. д. турбины на 0,5—1%. В результате увеличение экономичности всей газотурбинной установки составит 1,5—2%.

Далее из полученных результатов вытекают вполне конкретные пути улучшения патрубков, причем эти пути существенно зависят от типа ступени, за которой устанавливается патрубок.

Для малых значений θ хорошие результаты могут быть достигнуты при правильном выборе комбинации косо срезанного диффузора и расстояния $\bar{l}_4$, оптимальное значение которого составляет на основании испытаний значительной серии патрубков $\bar{l}_{4\text{опт}}=2{,}2$. С увеличением θ, как уже отмечалось выше, потери в патрубках возрастают даже при оптимальных значениях $\bar{l}_4$ и косо срезанных диффузорах (см. рис. 7-15,*в*). Поэтому здесь следует обращать большое внимание на конструкцию сборного кожуха, увеличивая, в частности, размер $\bar{l}_5$.

Заметим, что поскольку при большом значении θ средний уровень потерь составляет 60—70%, целесообразно, видимо, в этом случае переходить от осевых диффузоров к осерадиальным. Потери в последних имеют примерно тот же порядок, а осевые габариты существенно меньше. Кроме того, применяя специальные кольцевые решетки, и здесь можно добиться хороших результатов, снизив потери до 50% [Л. 30].

7-4. Выхлопные патрубки с радиальными диффузорами

Выхлопные патрубки с радиальными диффузорами широко применяются в паровых турбинах. Однако с увеличением мощности и размеров последней ступени существенно возрастают трудности, связанные с выбором оптимальных обводов радиального диффузора. Вместе с тем резкое увеличение в последние годы единичных мощностей паровых турбин при ограниченных размерах последней ступени привело к ощутимому возрастанию выходных потерь. В абсолютных величинах эти потери для машин типов ВК-150, ПВК-200 и К-300 составляют

6—10 *ккал/кг* (см. табл. 7-1). Естественно, что восстановление даже небольшой части этой энергии привело бы к заметному повышению экономичности всей установки.

Однако увеличение мощности турбин сопровождается незначительными изменениями конструкции выхлопных патрубков. В большинстве за основу принимается патрубок турбины ВК-100 (ЛМЗ) (рис. 7-2,*а*), несмотря на то, что по результатам аэродинамических испытаний коэффициент потерь указанного патрубка $\zeta_п$ в зависимости от конструктивных особенностей и режима работы колеблется в пределах 1,2—1,6. Таким образом, в данном случае на преодоление аэродинамического сопротивления патрубка тратится в лучшем варианте вся кинетическая энергия потока, покидающего последнюю ступень турбины. Причина столь высоких потерь заключается в отсутствии общего диффузорного элемента, в котором могло бы иметь место восстановление давления. В то же время анализ изменения площади проходного сечения показывает, что на пути парового потока имеется много местных диффузорных участков, безотрывное течение в которых практически невозможно. Кроме того, геометрическая площадь, резко увеличиваясь на входе в патрубок, затем уменьшается к выходному сечению.

Указанные недостатки были в значительной мере устранены в патрубке турбины ПВК-200 (ЛМЗ), где путем некоторого увеличения поперечных габаритов патрубка, введением плавных обводов и путем создания несимметричного радиального диффузора с последующим направлением потока по определенным каналам, ограниченным криволинейными ребрами, удалось получить в рабочем диапазоне скоростей коэффициент $\zeta_п$, равный 0,84—0,9 [Л. 100].

Аналогичные изменения были внесены и в патрубок турбины Т-50 (СТМЗ) [Л. 47]. Схема этого патрубка дана на рис. 7-18. Указанный патрубок был подробно испытан в МЭИ, причем испытания проводились как на воздухе, так и на паре. Поскольку данных по паровым испытаниям мало, а полученные при этих испытаниях результаты представляют определенный интерес, остановимся на них подробнее.

При воздушных испытаниях использовалась обычная схема, описанная в [Л. 44]. Паровые испытания проводились на установке, схема которой приведена на рис. 7-19.

Испытуемый патрубок *1* крепился к паровой коробке *2* экспериментальной турбины, из которой был удален ротор. Таким образом, вся система подвода и отвода

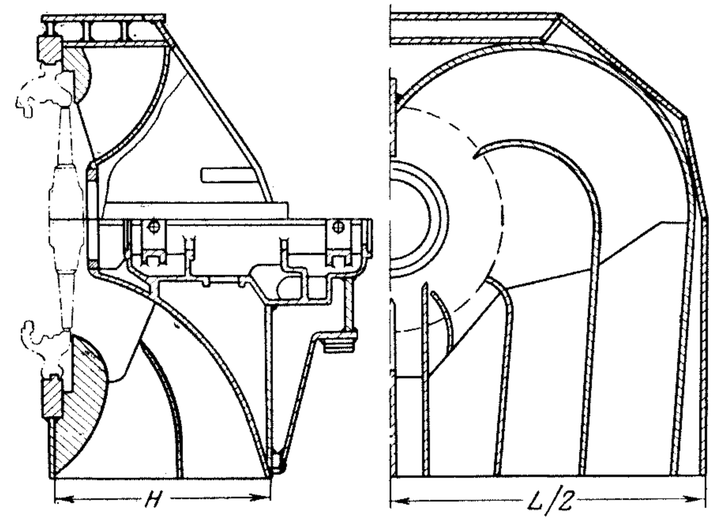


Рис. 7-18. Схема улучшенного патрубка турбины Т-50 (СТМЗ).

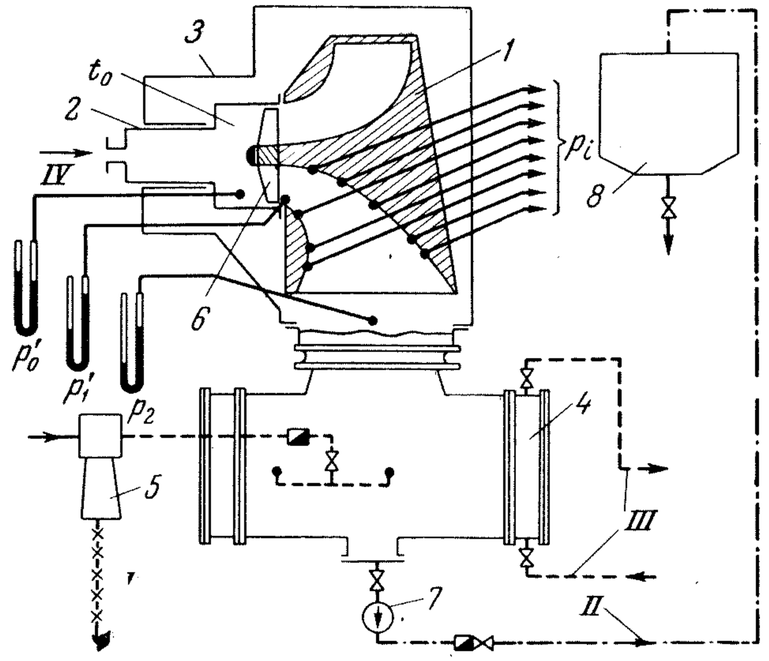


Рис. 7-19. Схема стенда для проведения паровых испытаний патрубков.

I — пароводяная смесь; *II* — конденсат; *III* — циркуляционная вода; *IV* — пар.

пара к патрубку оказывалась внутри корпуса турбины *3*, что обеспечивало достаточную плотность всей системы и наиболее простой способ отвода пара к конденсатору *4*.

Для поддержания заданного противодавления к установке был подключен трехступенчатый эжектор *5*, позволявший изменять в широких пределах противодавление p_2 и проводить испытания при независимых изменениях чисел Маха и Рейнольдса. Перед входом в патрубок устанавливалась решетка *6*, имитировавшая турбинную ступень.

Измерение давлений проводилось с помощью ртутных манометров, а температура определялась термопарами, установленными в паровой коробке установки. Для определения расхода конденсат конденсатным насосом *7* перекачивался в мерный бак *8*. Давление в горловине конденсатора определялось путем осреднения давлений, измеренных в *14* точках поперечного сечения горловины.

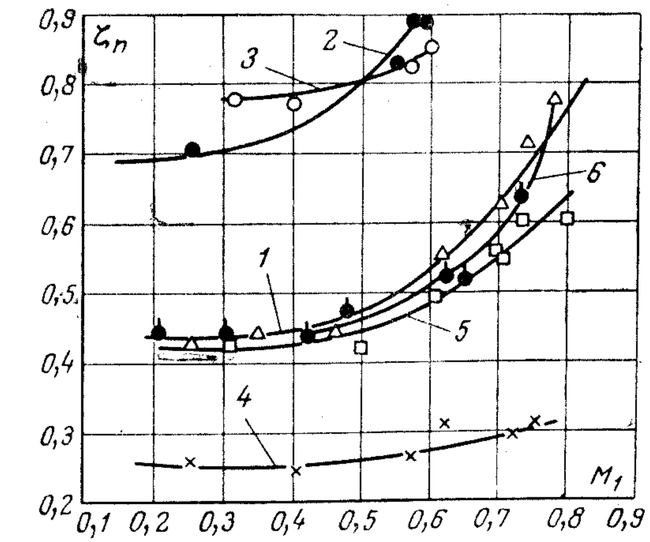
Все испытания были проведены в широком диапазоне чисел Маха на входе ($M_1=0{,}2\div0{,}9$) и при различных значениях числа Re_1. Коэффициенты патрубка $\zeta_п$, полученные в результате этих испытаний, приведены в зависимости от чисел M_1 и Re_1 на рис. 7-20. Зависимость от числа M_1 получена для двух значений числа Рейнольдса (линии *1* и *2*). Здесь же нанесена кривая по результатам воздушных испытаний (кривая *3*). В этом случае раздельное моделирование по числам M_1 и Re_1 не обеспечивалось.

Интересно отметить, что воздушные испытания показали тот же порядок потерь, что и паровые при числе $Re_1=8{,}2\cdot10^4$, но характер изменения потерь в зависимости от числа M_1 был несколько иной.

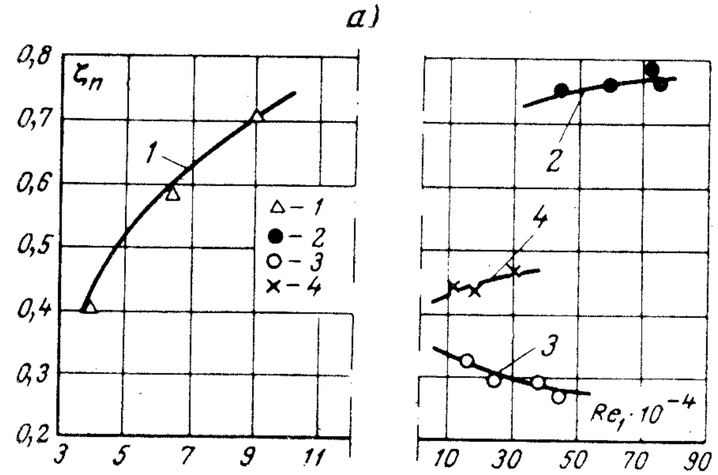
Учитывая, что в турбине число Рейнольдса, подсчитанное по диаметру последней ступени и скорости на входе в патрубок, имеет порядок $(2\div5)\cdot10^5$, следует при оценке качества рассматриваемого патрубка ориентироваться на кривые *2* и *3* на рис. 7-20,*а*, т. е. в рабочем диапазоне скоростей $(0{,}5\div0{,}7)M_1$ полные потери в патрубке будут составлять заметную величину ($\zeta_п=0{,}8\div1{,}0$).

Из приведенных кривых следует, что с увеличением чисел M_1 и Re_1 происходит увеличение коэффициентов потерь. Как показали опыты, увеличение числа Re_1 в 2 раза при $M_1=0{,}33$ (рис. 7-20,*б*) приводит к росту потерь на 28%, а увеличение числа M_1 с 0,35 до 0,72 при $Re_1=2\cdot10^4$ вызывает увеличение потерь на 27%.

Остановимся на влиянии чисел M_1 и Re_1 подробнее. На рис. 7-20,*б* приведена зависимость коэффициента по-



а)



б)

Рис. 7-20. Зависимость коэффициента $\zeta_п$ от чисел M_1 (*а*) и Re (*б*) для различных объектов.

а: *1* — патрубок турбины Т-50; $Re_1=4\cdot10^4$; *2* — патрубок турбины Т-50, $Re_1=8{,}2\cdot10^4$; *3* — патрубок турбины Т-50 (воздушные испытания); $Re_1=(2\div6{,}5)\cdot10^5$; *4* — конический диффузор ($\alpha=8°$; $n=2{,}34$); *5* — вариант патрубка с лопаточным и плавным радиальным диффузором; *6* — вариант патрубка с лопаточным и сварным радиальным диффузором; *б*: *1* — патрубок турбины Т-50; $M_1=0{,}35$ (паровые испытания); *2* — патрубок турбины Т-50; $M_1=0{,}15\div0{,}37$ (воздушные испытания); *3* — конический диффузор ($\alpha=8°$; $n=2{,}34$); *4* — конический диффузор; $M_1=0{,}13$—$0{,}43$ ($\alpha=30°$; $n=2{,}34$).

терь для ряда испытанных объектов от числа Re_1. Интересно, что в области малых значений Re_1 с его увеличением происходит не падение, а рост потерь (кривая *1*). Некоторый рост потерь с увеличением числа Re_1 был отмечен и при воздушных испытаниях патрубка (кривая *2*) в зоне более высоких значений числа Рейнольдса.

Для сравнения на рис. 7-20,*б* нанесены результаты испытаний двух конических диффузоров с одинаковым отношением площадей $n=2{,}34$ и углами раскрытия $\alpha=8$ и 30°. В первом диффузоре течение на всех режимах происходило без отрыва пограничного слоя, а во втором имело место отрывное течение.

Результаты испытаний показали, что увеличение числа Re_1 привело к уменьшению потерь в безотрывном диффузоре (кривая *3*) и росту потерь в диффузоре с углом $\alpha=30°$ (кривая *4*).

Как уже отмечалось выше (см. гл. 3), с ростом числа Re_1 происходит некоторое уменьшение толщины пограничного слоя и как следствие снижение потерь. Увеличение потерь с ростом числа Re_1 при возникновении отрыва объясняется смещением точки отрыва против течения, причем в области больших значений числа Re_1 положение отрывных зон стабилизируется и влияние числа Re_1 оказывается слабым. Тот факт, что в рассматриваемом патрубке (рис. 7-20,*б*) с ростом числа Re_1 потери растут, подтверждает, что течение в его элементах происходит с отрывами.

Аналогичным образом влияет и увеличение числа M_1. Так как с ростом числа Маха возрастают положительные градиенты давления, то при больших числах M_1 происходит более ранний отрыв пограничного слоя и резкий рост потерь энергии.

Измерение давлений по окружности внутреннего обвода патрубка показало, что сопротивление всех каналов практически одинаково и обратное влияние патрубка на работу последней ступени турбины незначительно.

Сравнивая улучшенный вариант патрубка с прежним, отметим, что для турбины Т-50 переход к новой конструкции означает снижение потерь, выраженных в единицах мощности, на 200—300 *квт*.

Естественно, полученные результаты не являются предельными. Чтобы убедиться в этом, вернемся к рис. 7-20,*а*, где нанесена кривая изменения коэффициента $\zeta_п$ в зависимости от числа M_1 для конического диффузора со степенью расширения $n=2{,}34$ (кривая *4*). Сравнивая эти данные с данными по патрубкам, видим, что в области больших скоростей различие в коэффициентах $\zeta_п$ для диффузора и патрубка составляет 40—60%.

Причина более резкого увеличения потерь в патрубке по сравнению с диффузором при увеличении числа M_1 состоит в том, что по конструктивным соображениям радиальный диффузор патрубка приходится выполнять несимметричным.

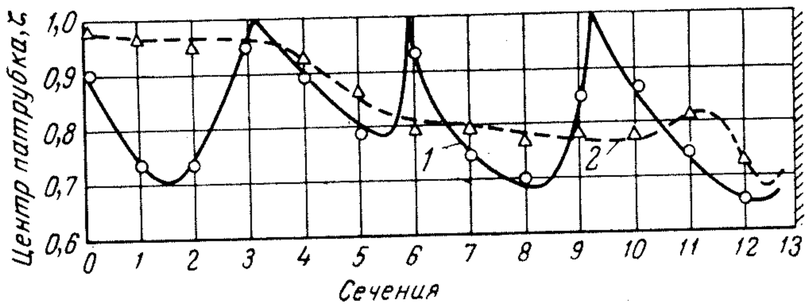


Рис. 7-21. Изменение потерь в выходном сечении патрубка турбины Т-50.

1 — патрубок с ребрами; *2* — патрубок без ребер.

Если в верхней части патрубка осевое раскрытие радиального диффузора невелико, то в выходном сечении для обеспечения нормального течения необходимо вводить добавочные направляющие ребра. В целом потери в таком несимметричном диффузоре интенсивно изменяются с изменением числа M_1, что отчетливо видно на рис. 7-20,*а* (здесь при анализе следует сравнивать кривые *2* и *4*, так как они были получены при примерно одинаковых числах Re_1).

Кроме того, наличие в патрубках развитых ребер, разводящих поток по выходному сечению, существенно увеличивает поверхность трения и приводит к добавочным потерям, которые не всегда компенсируются тем выигрышем, который дает такая организация потока за радиальным диффузором. Для выяснения роли ребер в данном патрубке было проведено определение коэффициента потерь ζ' по всему выходному сечению путем зондовых испытаний. В этом случае потери определялись без учета выходных потерь и относились к энергии полностью заторможенного потока.

Результаты испытаний представлены на рис. 7-21, где нанесены осредненные по высоте H (см. рис. 7-18)

значения потерь. Для сравнения приведена кривая потерь, полученная при испытаниях патрубка без ребер. Сопоставление этих кривых наглядно показывает, что вблизи ребер происходит резкое увеличение потерь.

Таким образом, на основании проведенного анализа можно утверждать, что рассмотренная конструкция патрубка с аэродинамической точки зрения не является оптимальной, хотя и лучше исходного варианта.

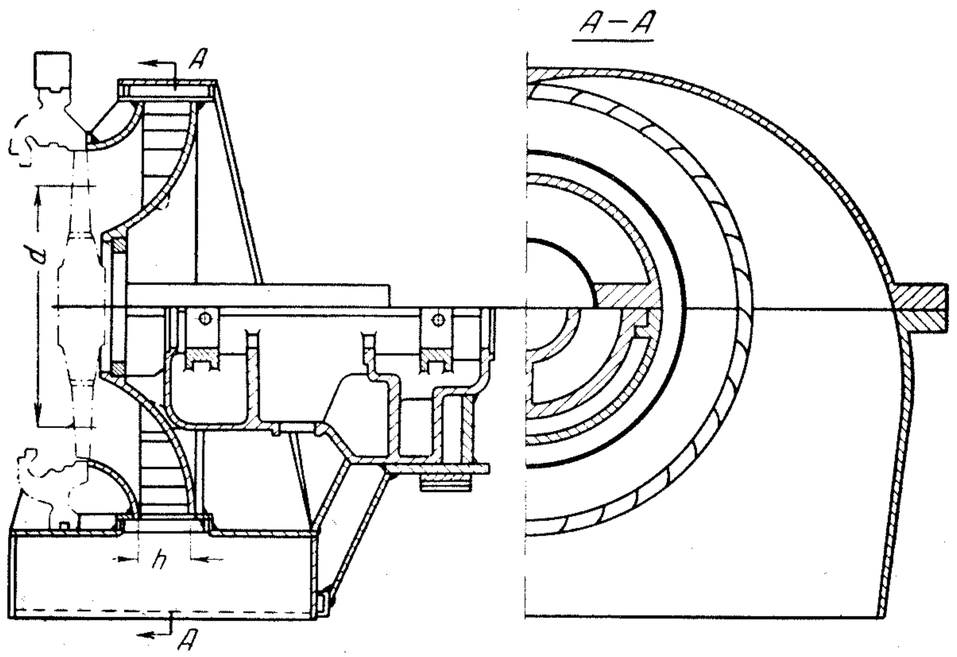


Рис. 7-22. Схема патрубка МЭИ с радиальным и лопаточным диффузорами.

Отмеченные недостатки были в значительной степени устранены в патрубке, спроектированном в МЭИ. Его схема приведена на рис. 7-22.

Основной частью патрубка являются симметричный радиальный диффузор и последующий лопаточный диффузор, установленный на выходе из радиального диффузора. Переход к присоединительному размеру конденсатора осуществляется путем внезапного расширения от выходной площади лопаточного диффузора в его нижней части к конечному размеру. Для обеспечения более равномерного поля в выходном сечении патрубка располагается выравнивающая сетка с ячейкой размером 10×10 *мм*. Такая конструкция обеспечивает удовле-

творительную работу патрубка при различных режимах работы в широком диапазоне скоростей.

В данном случае основное торможение потока осуществляется в симметричном радиальном диффузоре. Последующая решетка, установленная в области пониженных скоростей, обеспечивает дальнейшее торможение и, главное, направляет поток в сборную камеру патрубка. Кроме того, некоторое добавочное восстановление давления имеет место при внезапном расширении потока на входе в сборную камеру. Эти конструктивные изменения привели к существенному улучшению аэродинамических характеристик патрубка и обеспечили более устойчивую его работу при изменении скорости потока на входе.

Так, из кривой *5*, приведенной на рис. 7-20,*а*, следует, что в широком диапазоне скоростей коэффициент потерь патрубка изменялся в диапазоне 0,45—0,7, т. е. в данном патрубке восстанавливалось от 30 до 55% кинетической энергии потока, поступавшего в патрубок.

Полученная кривая близка к аналогичной зависимости для патрубка турбины Т-50, снятой при малых числах Re_1. Однако поскольку в турбине порядок числа $Re_1 \approx 10^5$, мы должны производить все сравнения с кривой *2*.

Для выяснения возможности выполнения рассматриваемого патрубка сварным были проведены испытания радиального диффузора с внешним обводом, составленным из двух конусов.

Результаты испытаний показали, что при правильном выборе безразмерного расстояния $\bar{l}_4 = l_4/l_2$, где l_4 — ширина радиального диффузора на выходе, а l_2 — высота входного сечения, можно получить примерно те же значения характеристик патрубка, что и при плавном обводе.

Исследование роли направляющей решетки показало, что ее установка увеличивает степень восстановления давления на 5—7%, причем качество изготовления решетки и форма профиля слабо влияют на общие характеристики патрубка. Известная свобода в выборе типа решетки объясняется тем, что основное торможение происходит в радиальном диффузоре и доля потерь в решетке, отнесенная к кинетической энергии потока на входе в диффузор, невелика.

7-5. Выхлопные патрубки с осерадиальными эллиптическими диффузорами

Рассмотренная выше (см. § 7-4) схема выхлопного патрубка с кольцевой решеткой, установленной за осерадиальным диффузором, при хороших аэродинамических качествах обладает существенным конструктивным недостатком. Действительно, для отвода потока после решетки с минимальными потерями приходится заметно увеличивать поперечные размеры патрубка (рис. 7-22). В результате его выходное сечение принимает форму вытянутого прямоугольника, расположенного поперек оси машины. Если для газовых турбин этот недостаток в известной степени компенсируется выигрышем в экономичности, то для паровых турбин вытянутый прямоугольный выхлоп усложняет сочленение патрубка с существующими конденсаторами. Отсюда вытекает необходимость создания экономичного патрубка с ограниченными поперечными размерами и подходящей формой выходного сечения.

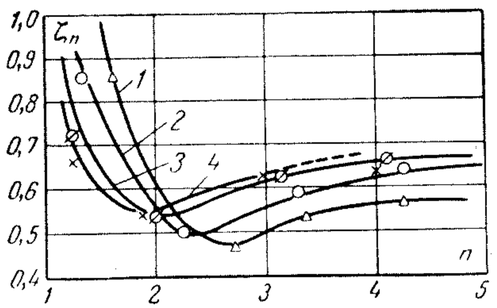


Рис. 7-23. Зависимость потерь от степени расширения для эллиптических диффузоров.
1 — $a/b=1{,}0$; *2* — $a/b=0{,}89$; *3* — $a/b=0{,}834$; *4* — $a/b=0{,}722$.

В качестве одного из возможных решений здесь можно предложить для использования осерадиальные эллиптические диффузоры, малая ось которых расположена перпендикулярно оси машины в горизонтальной плоскости. Тогда при сохранении конструкции, описанной в § 7-4, окажется возможным устранить отмеченные выше недостатки.

Прежде чем переходить к патрубку в целом, рассмотрим результаты экспериментального исследования таких диффузоров, приведенные на рис. 7-23.

Зависимости коэффициента полных потерь от степени расширения при различных соотношениях между большой и малой осями эллипса с качественной стороны оказались идентичными.

Однако с уменьшением отношения a/b происходит некоторое увеличение потерь и отчетливо заметно смещение оптимальной степени расширения в сторону меньших значений. Так, если при $a/b=1{,}0$ $n_{опт}=2{,}8$, то при $a/b=0{,}8$ и $n_{опт}=1{,}9\div 2{,}0$.

Особый интерес представляет поведение рассматриваемых кривых в зоне малых степеней расширения, так как в силу ограниченных осевых размеров паровых турбин редко удается в радиальных диффузорах выдержать оптимальное значение n.

Отклоняясь от $n_{опт}$ в меньшую сторону, при нормальном осерадиальном диффузоре ($a/b=1{,}0$) получим, что уже при $n=1{,}5$ коэффициент восстановления оказывается близким к нулю ($\zeta_п=1{,}0$). В то же время для эллиптического диффузора эта величина сохраняется на уровне 40%. Столь ценное качество можно с успехом использовать при проектировании выхлопных патрубков паровых турбин. Один из возможных вариантов его приведен на рис. 7-24. Аэродинамическая схема этого патрубка состоит из осерадиального диффузора *1* (рис. 7-24,*а*), направляющих лопаток *2* (рис. 7-24,*б*), разделительного «плугового» ребра *3* (рис. 7-24,*в*), направляющих и силовых ребер *4* и корпуса *5*.

Основным элементом патрубка, преобразующим кинетическую энергию потока в потенциальную энергию давления, является осерадиальный диффузор, состоящий из двух половин, разделенных ребром *3*. В верхней части его контур очерчен окружностью, а нижняя половина выполнена со значительным боковым срезом, позволяющим увеличить свободную проходную площадь за диффузором без увеличения радиальных габаритов патрубка.

Попадая в диффузор, поток делится ребром *3*, установленным на горизонтальном разъеме, на две почти изолированные части, которые в дальнейшем соединяются только в выходном сечении патрубка.

В радиальной части верхней половины диффузора установлены направляющие лопатки, разворачивающие поток по направлению к выходному сечению патрубка. Одновременно с этим они же являются основными силовыми элементами, обеспечивающими жесткость верхней половины патрубка. Поток, направленный таким образом к горизонтальному разъему, «плуговым» ребром сбрасывается в свободные камеры *I* и *II* нижней половины патрубка (рис. 7-24,*а*).

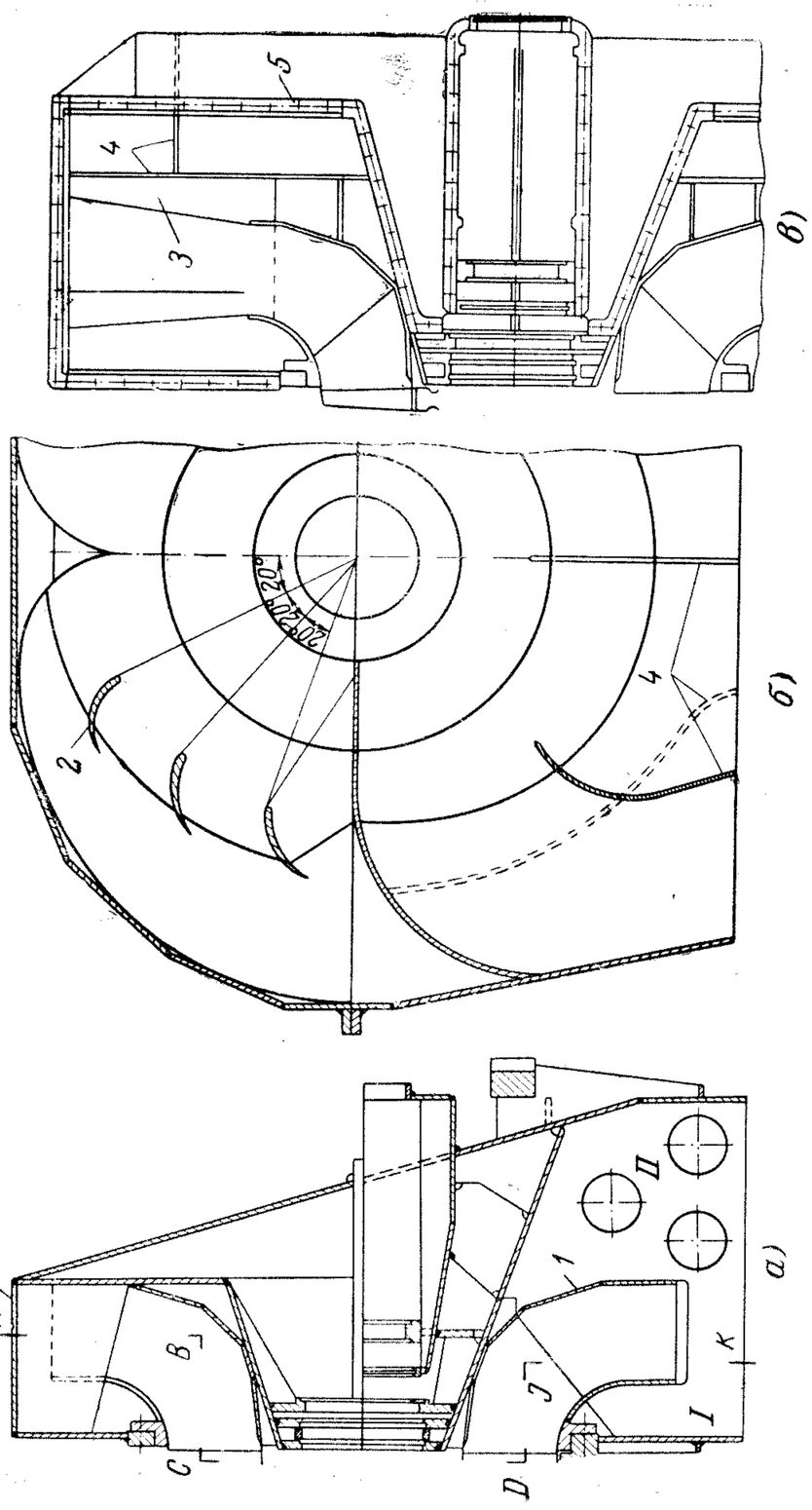


Рис. 7-24. Схема выхлопного патрубка МЭИ.
а — меридиональное сечение; *б* — сечение по *ABC* и *DIK*; *в* — вид на патрубок со стороны разъема.

Отвод потока из нижней половины диффузора и распределение его по выходному сечению осуществляются обычными направляющими ребрами, которые вместе с продольными образуют жесткий силовой каркас нижней половины патрубка.

Рассмотренная организация течения потока за диффузором имеет целью полное использование конструктивных проходных сечений и ликвидацию вихревых областей.

Следует отметить, что указанная конструкция позволяет сохранять все присоединительные размеры, и если пойти на уменьшение «радиальности» диффузора, то неизменными могут остаться и внешние габариты патрубка при некотором снижении его экономичности.

Результаты сравнительных испытаний исходной конструкции (см. рис. 7-2,*а*) и модернизированного варианта оказались обнадеживающими. Если у исходного варианта полные потери при скорости на входе $M_1=0{,}45$ составляли $\zeta_п=1{,}3$, то при введении рассмотренных выше конструктивных изменений эта величина снизилась до $\zeta_п=0{,}62$. Другими словами, в новом варианте восстанавливается 38% кинетической энергии потока, покидающего последнюю ступень турбины, а общий выигрыш по отношению к исходному варианту составляет 68%.

Здесь же интересно указать на то, что полусварная конструкция диффузора, испытанного без патрубка, дала потери на уровне 60%, т. е. при указанной организации течения за диффузором потери в сборной части патрубка были весьма малы, так как во всех его частях течение характеризовалось незначительными скоростями.

Одновременно с уменьшением аэродинамического сопротивления в новом патрубке снизилась неравномерность давления за ступенью и исчезли зоны обратных токов в выходном сечении. Последнее обстоятельство может существенно сказаться на эффективности работы конденсатора, ибо обеспечивает равномерное распределение паровых потоков по трубным пучкам.

Приведенные выше цифры потерь получены были без учета входной неравномерности, создаваемой рабочим колесом. Поэтому абсолютные значения потерь в реальной машине могут быть и иными. Однако относительное улучшение должно остаться примерно того же порядка, что и при статических испытаниях.

7-6. Работа выхлопных патрубков при наличии ступени турбомашины

Приведенные выше экспериментальные данные были получены при равномерном осевом поле скоростей на входе в патрубок. Естественно, что при наличии ступени турбомашины входное поле может быть существенно неравномерным. Кроме того, отклонение режима работы

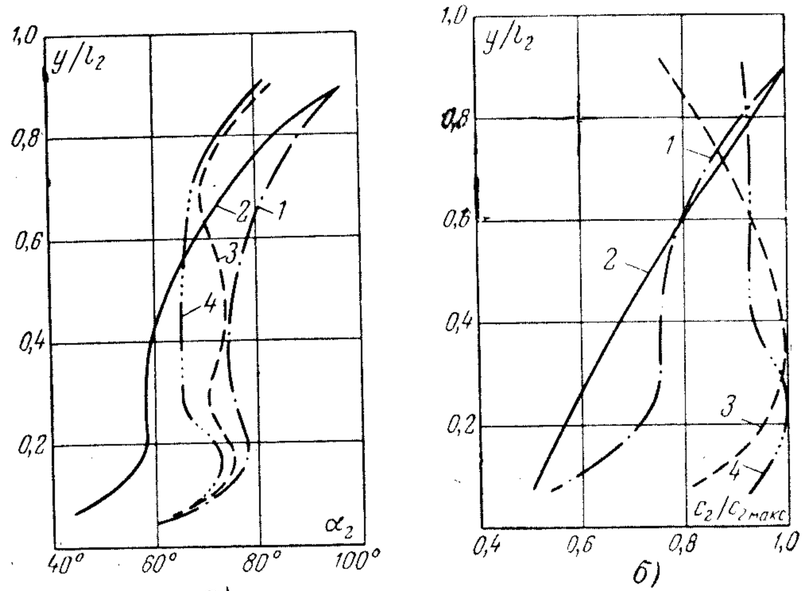


Рис. 7-25. Изменение угла выхода α_2 (*а*) и скорости на выходе c_2 (*б*) по радиусу турбинной ступени [Л. 23].

машины от расчетного приведет к появлению закрутки потока. По опытным данным небольшая закрутка потока имеет место и на расчетном режиме.

Некоторое представление о структуре потока за турбинной ступенью можно получить по опытным данным ЦКТИ [Л. 23]. На рис. 7-25 приведены кривые изменений угла и скорости выхода для четырех турбинных ступеней с $\theta=5$, различавшихся только типом облопачивания.

Ступень *1* была спроектирована по закону постоянной циркуляции:

$$c_u r = \text{const};\ c_z = \text{const}.$$

Ступень *2* построена по закону

$$c_u r^{f(м)} = \text{const};\ \rho c_z = \text{const}.$$

Ступень *3* спроектирована с постоянной реакцией по радиусу, а ступень *4* имела цилиндрическое облопачивание. (Номера кривых на рис. 7-25 соответствуют номерам ступеней.)

Во всех случаях можно заметить некоторую закрутку потока на большей части радиуса и неравномерность профиля скорости. Следовательно, при окончательной оценке эффективности той или иной выхлопной системы необходимо вносить поправки, учитывающие оба фактора.

Для характеристики неравномерности входного профиля в [Л. 54] используется коэффициент $k_1=c_{макс}/c_{ср}$, представляющий отношение максимальной скорости к среднерасходной. Аналогично вводится коэффициент $k_2=c_{макс}/c_{мин}$ [Л. 82]. Однако оба эти коэффициента характеризуют профиль скорости весьма односторонне, так как они не учитывают знак неоднородности. В этом смысле более удачен коэффициент

$$k_3=\int_F\left(\frac{c}{c_{ср}}-1\right)dF,$$

используемый в работе [Л. 82].

Нетрудно видеть, что для выпуклых профилей скорости $k_3>0$, для вогнутых $k_3<0$ и для равномерных $k_3=0$.

Таким образом, принимая в качестве аргумента коэффициент неравномерности k_3, необходимо построить функциональную зависимость потерь от этого коэффициента.

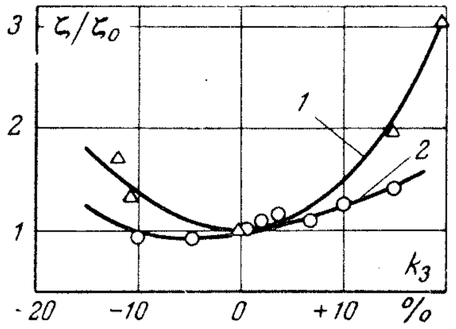


Рис. 7-26. Влияние неравномерности профиля скорости на входе на потери в патрубке.
1 — безотрывное течение; *2* — отрывное течение.

Теоретическое решение поставленной задачи для ламинарного режима течения в пограничном слое было получено О. Н. Овчинниковым. Однако для решения этой задачи в общем случае необходио воспользоваться опытными данными. Согласно последним зависимость $\zeta/\zeta_0=f(k_3)$, где ζ_0 — коэффициент потерь при равномерном профиле скорости, может быть представлена неко-

торой параболой, вершина которой для безотрывного течения располагается в точке $k_3=0$ (кривая *1* на рис. 7-26*б*) и сдвинута в сторону отрицательных значений k_3 при отрывном течении (кривая *2*).

Для опытных профилей скорости за последней ступенью, приведенных на рис. 7-25,*б*, коэффициент $k_3 \approx \approx 0 \div 3\%$, и, следовательно, максимальное увеличение потерь за счет неравномерности профиля скорости на входе в патрубок будет составлять 10—15% от исходного уровня потерь.

Приведенные цифры следует рассматривать только как первое приближение, так как для окончательных выводов опытных данных явно недостаточно.

Кроме радиальной неравномерности входного профиля скорости на экономичность выхлопного патрубка существенное влияние может оказать закрутка потока за ступенью, характеризуемая окружной составляющей c_u абсолютной скорости c.

Течение в диффузорах при наличии указанной составляющей экспериментально исследовалось мало [Л. 3, 22, 145, 147], но полученные результаты представляют большой теоретический и практический интерес.

Оказалось, что до определенного предела появление окружной составляющей скорости благоприятно сказывается на аэродинамической характеристике диффузоров всех типов. Наиболее резкое улучшение характеристик отмечено для широкоугольных конических диффузоров [Л. 147]. Наименьшую чувствительность к закрутке потока показали осерадиальные диффузоры [Л. 3, 22].

Положительное влияние закрутки потока на экономичность диффузоров связано с тем, что развитие течения в зоне положительных градиентов давления происходит в поле центробежных сил, препятствующих возникновению отрыва потока. Если у широкоугольных конических диффузоров это поле препятствует возникновению отрыва потока от стенок канала, то у кольцевых диффузоров одновременно со стабилизацией течения на внешней поверхности происходит ухудшение условий течения на внутренней поверхности. В результате в кольцевых диффузорах в зависимости от их формы наблюдается заметно меньшее положительное влияние закрутки.

Для иллюстрации сказанного на рис. 7-27 приведена зависимость коэффициента потерь $\zeta_п$ от угла закрутки

потока β для конического и осерадиальных кольцевых диффузоров.

Если для конического диффузора увеличение угла β до 30° привело к снижению потерь более чем на 25%, то для осерадиальных диффузоров потери практически не изменились. Рассматриваемые результаты были получены при испытании свободных диффузоров. Вместе с тем представляет интерес влияние закрутки потока не только на диффузорные системы, но и на характеристики выхлопных патрубков в целом. Такие результаты были получены в МЭИ при исследовании выхлопного патрубка в статических условиях. Основные геометрические параметры осерадиального диффузора, используемого в патрубке, приведены в табл. 7-3. Здесь же для сравнения приведены и данные по диффузорам [Л. 3, 22].

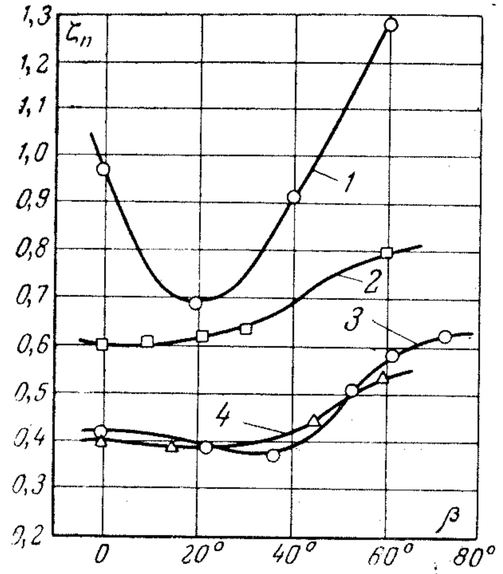


Рис. 7-27. Зависимость коэффициента $\zeta_п$ от угла закрутки β.

1 — конический диффузор ($\alpha=25°$) [Л. 147]; *2* — осерадиальный диффузор [Л. 22]; *3* — осерадиальный диффузор [Л. 3]; *4* — опыты МЭИ.

Исследование влияния закрутки потока проводилось при углах β, равных 0, 15, 45 и 60°. Зависимость коэффициента полных потерь для рассматриваемой системы от угла β, представленная на рис. 7-27 (кривая *4*), в целом подтвердила результаты работ [Л. 3, 22]. Здесь, так

Таблица 7-3

Тип диффузора	n	$H_1/D_{1ср}$	$l/D_{1ср}$	H_1/l	$\overline{D}_1$	$\overline{D}_2$
Опыты Гуревича [Л. 22] . .	2,45	0,184	0,181	0,018	1,18	2,41
Опыты Амелюшкина-Уманского [Л. 3]	3,0	0,21	0,12	1,75	1,12	2,0
Опыты МЭИ	2,06	0,208	0,171	1,215	1,17	1,69

Продолжение табл. 7-3

Тип диффузора	$\overline{d}_1$	$\overline{L}$	R, мм	$\frac{r_2}{r_1}$	$D_{1ср}$, мм
Опыты Гуревича [Л. 22] . .	0,82	—	53	1,33	146,5
Опыты Амелюшкина-Уманского [Л. 3]	0,88	0,91	—	—	—
Опыты МЭИ	0,83	0,64	53	1,08	216

же как и при испытании осерадиальных диффузоров, увеличение угла β до 30° практически не вызвало изменения величины $\zeta_п$. Дальнейший рост закрутки привел к отрицательным результатам, и при β=60° коэффициент полных потерь увеличился на 15%. При этом коэффициент восстановления энергии ξ уменьшался с 60 до 40÷45%.

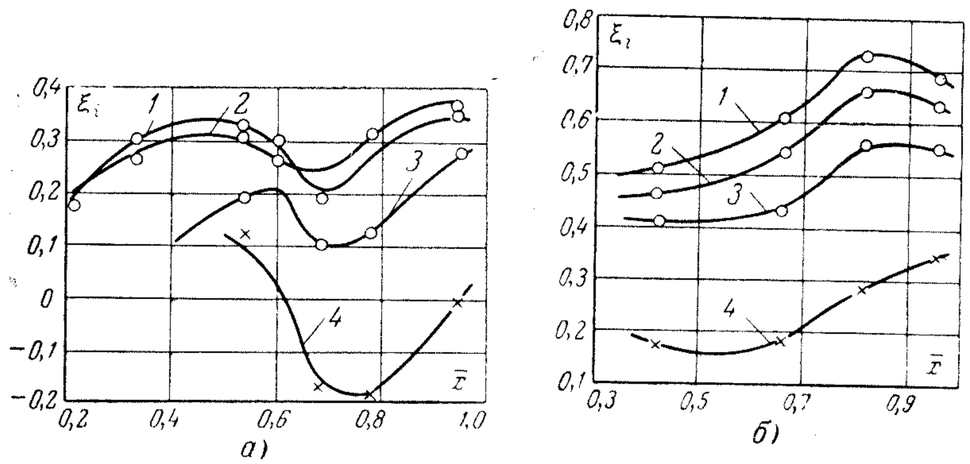


Рис. 7-28. Изменение местных коэффициентов восстановления давления вдоль обводов осерадиального диффузора.

а — внешний обвод *AB*; *б* — внутренний обвод *CD*; *1* — β=0°; *2* — β=15°; *3* — β=45°; *4* — β=60°.

Снижение восстановительной способности осерадиального диффузора с переходом к значительной закрутке потока хорошо иллюстрируется распределением местных коэффициентов восстановления давления по внешнему (рис. 7-28,*а*) и внутреннему (рис. 7-28,*б*) обводам диффузора. Используемый здесь коэффициент ξ_i представляет следующую величину:

$$\xi_i = \frac{p_i - p_1}{E_0},$$

где p_i — статическое давление в рассматриваемой точке обвода;

p_1 — среднее статическое давление во входном сечении;

E_0 — входная кинетическая энергия потока.

При осевом входе потока (β=0) на внешнем обводе имеет место повышение давления p_i в осевой части диффузора. Затем при $\overline{x}>0{,}5$ в зоне поворота поток ускоряется и последующее торможение происходит на выходной части внешнего обвода ($\overline{x}>0{,}7$).

На внутреннем обводе картина несколько иная. Торможение потока, начиная от входа, интенсивно нарастает, достигая максимального значения в зоне поворота ($\overline{x}=0{,}7\div0{,}8$), после чего происходит некоторое ускорение потока и соответственно уменьшение коэффициента восстановления давления.

При значительном отклонении потока от осевого входа (β=45, 60°) распределение ξ_i вдоль поверхностей, ограничивающих канал, качественно сохраняется без изменения. Однако численные значения коэффициента ξ_i падают весьма заметно, и при угле β=60° на внешнем обводе появляются зоны, где местное статическое давление p_i оказывается меньше среднего давления во входном сечении патрубка. На внутреннем обводе коэффициент ξ_i сохраняет при всех испытанных углах β положительное значение, но абсолютное его значение при β=60° падает примерно на 30%.

Отмеченное снижение эффективности осерадиального диффузора с появлением заметной окружной составляющей скорости вызвано следующим обстоятельством.

При осевом входе и безотрывном течении эффективность преобразования кинетической энергии потока в потенциальную в основном определяется законом изменения среднерасходной скорости, зависящей от проходных сечений канала.

Появление окружной составляющей скорости усложняет картину течения, но и теперь можно считать, что в процессе торможения основную роль играет осевая или в данном случае правильнее сказать меридиональная составляющая скорости c_m. Тогда, учитывая пропорциональность давления квадрату скорости, получим, что при малых углах β (малых значениях c_u) квадрат меридиональной скорости c_m мало отличается от этой же величины при осевом входе потока, а добавочное поле цен-

тробежных сил, вызванных закруткой, оказывает в целом благоприятное влияние на развитие течения в диффузорном канале.

Поскольку угол β при заданной абсолютной скорости однозначно определяет ее составляющие c_u и c_m ($c_u = c\sin\beta$), получим с ростом закрутки падение величины c_m и рост c_u.

Если предположить, что вдоль диффузорного канала интенсивность падения меридиональной составляющей скорости превышает интенсивность падения ее окружной составляющей, то отмеченное в опытах снижение эффективности диффузоров при углах $\beta > 30°$ становится вполне закономерным. Эта закономерность сохраняет силу и для отрывных диффузоров. Правда, в этом случае при умеренных углах β ($\beta < 30°$) происходит резкое снижение общих потерь, вызванное смещением точки отрыва по направлению к выходному сечению, что приводит к хорошо выраженному оптимуму по углу закрутки потока (см. кривую *1*, на рис. 7-27).

Количественная оценка возможного смещения точки отрыва в зависимости от закрутки представляется достаточно сложной и в настоящее время практически невыполнима. Однако качественное изменение предельных значений параметров пограничного слоя можно предсказать.

Действительно, приняв для определенности в качестве параметра пограничного слоя параметр Бури Г, представим условие безотрывного течения на внешнем обводе рассматриваемого диффузора в виде

$$\Gamma = \frac{\delta^{**}}{c} \cdot \frac{dc}{dx} \mathrm{Re}^{**m} \leqslant A_1 + A_2 \frac{\delta^{**}}{r_i} \sin^2\beta - A_3 \frac{\delta^{**}}{r_i} \cos^2\beta, \qquad (7\text{-}1)$$

Здесь: A_1, A_2 и A_3 — некоторые постоянные, значение которых должно быть определенно из опыта;

δ^{**} — толщина потери импульса.

Выражение (7-1), записанное на основании чисто качественных соображений, выражает тот факт, что предельное значение параметров отрыва при движении закрученного потока в криволинейном канале не может быть постоянным и определяется условиями течения. Более того, опытные величины Г, полученные для плоских

каналов при осевом входе потока, свидетельствуют, что и в этом сравнительно простом случае предельное значение параметра Г изменяется в широких пределах. Другими словами, коэффициент A_1, входящий в выражение (7-1), вообще говоря, не является постоянным, а также зависит от условий течения. По нашим данным неплохие результаты при обработке опытных материалов могут быть получены, если представить коэффициент A_1 в виде:

$$A_1 = B \frac{p_i}{\rho c_i^2/2} = B\bar{p}_i,$$

где B — опытная постоянная, а $\bar{p}_i$ — местный коэффициент давления.

Приведенное выше соотношение (7-1) является весьма дискуссионным и может быть рекомендовано для количественных расчетов только после серьезной опытной проверки.

Рассматривая влияние закрутки, необходимо указать и на влияние скрепляющих ребер, устанавливаемых обычно в выхлопных патрубках диффузоров. Наиболее подробно этот вопрос исследован в [Л. 3]. Исследование проводилось с различным расположением восьми скрепляющих ребер жесткости.

Как и следовало ожидать, расположение ребер непосредственно во входном сечении приводило к резкому увеличению потерь при отклонении вектора скорости от осевого направления (рис. 7-29, кривая *1*). С удалением ребер от входа их отрицательное влияние падало и при расположении ребер вблизи выходного сечения закрутка порядка 15—20° практически не изменяла величины потерь. Отсюда следует, что при правильном расположении ребер жесткости оказывается возможным, оценивая эффективность патрубков, не учитывать закрутку потока на расчетном режиме.

С отклонением от расчетного режима, когда закрутка потока превышает 30°, происходит заметное увеличение полных потерь, связанное как с отрывом потока под действием центробежных сил, так и с возрастанием потерь трения на участках безотрывного течения. Естественно, что количественные оценки в этом случае могут быть проведены только на базе опытных данных. Некоторое представление о интенсивности увеличения потерь могут дать кривые на рис. 7-29 [Л. 3]. Эти данные, по-

мимо оценки роли закрутки, позволяют количественно оценить влияние ребер.

При $\beta \approx 0°$, т. е. когда нет отрыва потока от ребер, вызванного закруткой, можно проследить степень уменьшения потерь с уменьшением обтекаемой поверхности. Так, при расположении ребер вдоль всего криволинейного диффузора полные потери в нем составляли $\zeta_п \approx$ $\approx 0{,}68$ (кривая *1*), а при сокращении их длины примерно в 9 раз потери уменьшились на 18% (кривая 3, $\zeta_п = 0{,}50$). Полное же удаление ребер (кривая *4*) снизило потери до 0,40—0,42.

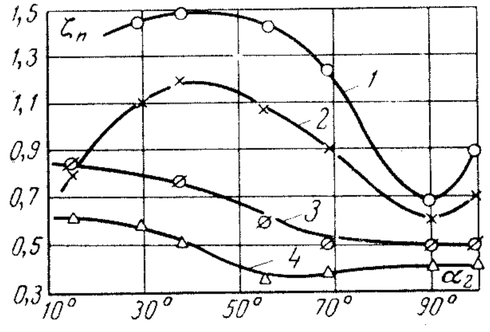


Рис. 7-29. Зависимость потерь от угла выхода потока α_2 для криволинейного диффузора с различной длиной ребер [Л. 3].

1 — $\overline{\delta} = 0{,}3$; *2* — $\overline{\delta} = 1{,}0$; *3* — $\overline{\delta} = 3{,}1$; *4* — диффузор без ребер; $\overline{\delta} = \delta / l_2$ — безразмерное расстояние от входа до ребер.

В целом снижение потерь на 28% в результате удаления сплошных ребер вызвано не только уменьшением обтекаемой поверхности, но и заметным изменением характера течения в криволинейном диффузоре при замене сплошного канала рядом отсеков.

Приведенные результаты дают косвенное представление о возможном изменении характеристик выхлопного патрубка при его совместной работе с рабочим колесом. Понятно, что решающее значение в этом вопросе принадлежит прямому эксперименту. К сожалению, таких данных в настоящее время недостаточно для окончательных выводов. Тем не менее некоторые опыты представляют несомненный интерес и позволяют провести оценку хотя бы с качественной стороны. В этом смысле достаточно подробные исследования выхлопного патрубка, работающего совместно со ступенью газовой турбины, были проведены Р. И. Дьяконовым, А. М. Дроконовым и Р. В. Кузьмичевым в Брянском институте транспортного машиностроения [Л. 39а]. Ступень имела сравнительно небольшое втулочное отношение ($D/l_2 = 3{,}34$ при высоте лопатки $l_2 = 125$ *мм*) и высокое значение коэффициента выходных потерь ($\zeta_{в.с} = 0{,}11$). Результаты ее испытания с выхлопом в атмосферу, приведенные на рис. 7-30 (кривая *3*), показывают, что максимальный

уровень к. п. д. в этом случае составлял $\eta_{0i} = 83{,}8\%$. Та же ступень, испытанная с осерадиальным диффузором ($n = 1{,}9$; $r_2/r_1 \sim 1{,}3$; $D_2/D_1 = 2{,}25$ и $L/r_1 \sim 1$), имела максимальный к. п. д. $\eta_{0i} = 86{,}6\%$ (кривая *1*).

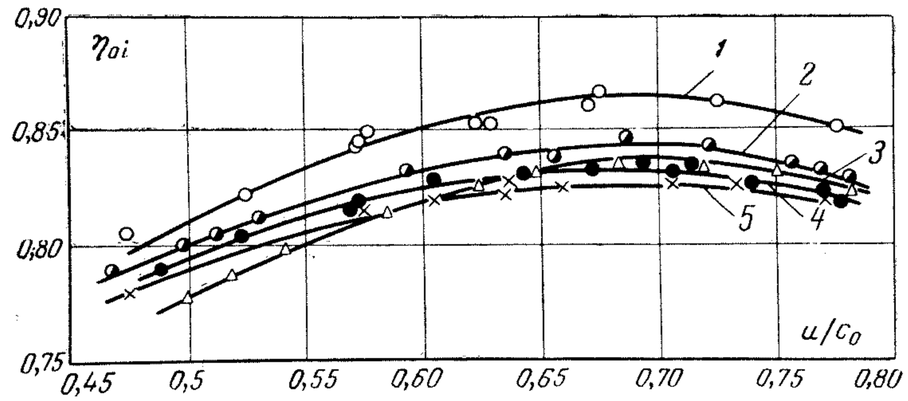


Рис. 7-30. Изменение к. п. д. осевой ступени турбины в зависимости от u/c_0 по опытам БИТМ.

1 — ступень с диффузором; *2* — ступень с патрубком ($F_3/F_1 = 3{,}82$); *3* — ступень с выхлопом в атмосферу; *4* — ступень с патрубком ($F_3/F_1 = 3{,}35$); *5* — ступень с патрубком ($F_3/F_1 = 2{,}98$).

Установленное повышение к. п. д. на 3% при использовании диффузора наглядно показывает эффективность его установки за последней ступенью.

Для наших целей целесообразно выделить характеристику собственно диффузора. Такая характеристика приведена на рис. 7-31, где представлена зависимость полных потерь в диффузоре $\zeta_п$ от среднего угла выхода потока из ступени α_2. Как и при статических испытаниях, уменьшение угла α_2 до 70°, т. е. закрутка потока в пределах 20°, мало повлияло на величину полных потерь. Более ощутимое влияние оказало увеличение угла α_2, с ростом которого до 102° потери возросли с 0,61 до 0,67. Интересно отметить, что коэффициент потерь в данном диффузоре по результатам статических испытаний со-

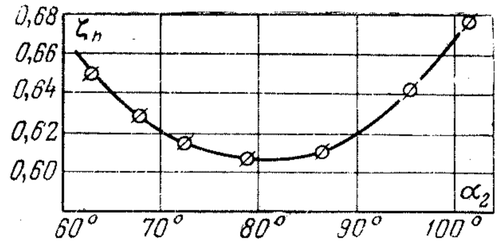


Рис. 7-31. Изменение полных потерь в осерадиальном диффузоре, испытанном совместно с рабочей решеткой, при различных углах выхода потока из колеса α_2. (Опыты БИТМ.)

ставлял около 0,55. Примерно то же значение потерь ($\zeta_п$=0,51) получается и в результате теоретических расчетов. Таким образом, в данном случае влияние вращающейся решетки оказывается несущественым и на его долю приходится около 5—6% потерь. В основном это влияние объясняется повышенной степенью турбулент-

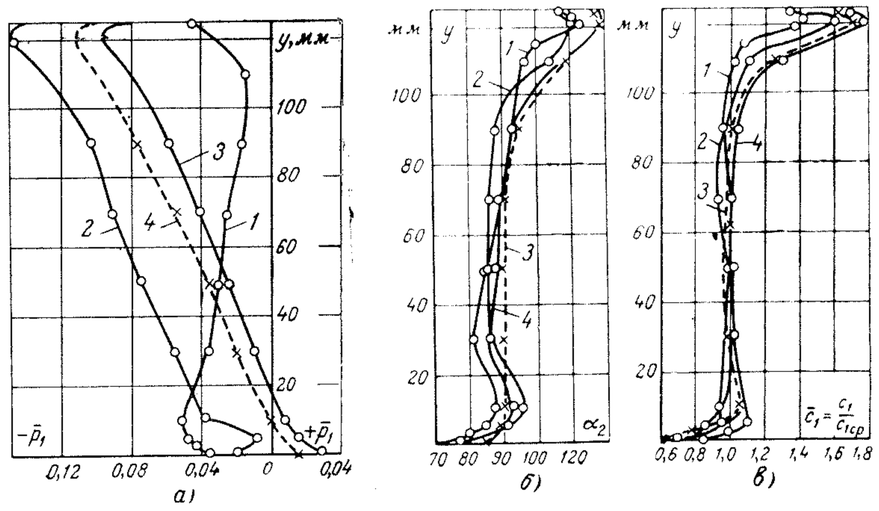


Рис. 7-32. Изменение относительного статического давления (*а*), углов α_2 (*б*) и относительных скоростей (*в*) за турбинной ступенью. (Опыты БИТМ.)

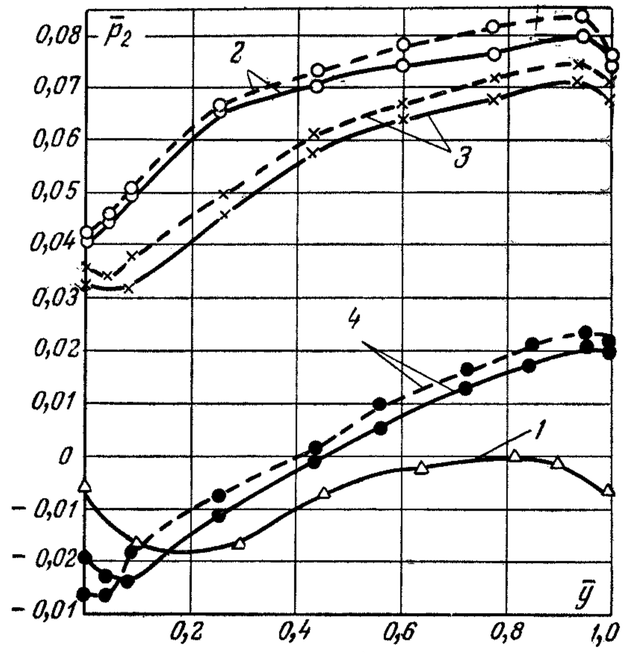
1 — свободный выхлоп; *2* — ступень с диффузором; *3* — ступень с патрубком (F_3/F_1=3,35); *4* — ступень с патрубком (F_3/F_1=3,82).

ности потока, покидающего ступень. При таких условиях в потоке нельзя выделить области, где давление полного торможения p_{01} сохранялось бы постоянным, и всюду в выходном сечении давление p_{02} оказывается ниже p_{01}. Выше указывалось (см. гл. 2), что если $p_{02}<p_{01}$, то потери следует определять по условным относительным площадям пограничного слоя $\overline{\Delta}^*$ и $\overline{\Delta}^{**}$, учитывающим разницу в давлениях полного торможения.

Результаты детального исследования поля скоростей перед диффузором и за ним при оптимальном отношении u/c_0 приведены на рис. 7-32 и 7-33 (опыты БИТМ).

При отсутствии диффузора статическое давление за ступенью, выраженное в долях начального давления перед ступенью (рис. 7-32), мало отличалось от давления окружающей среды и незначительно изменялось по высоте лопатки (кривая *1*). Постановка диффузора приве-

ла к заметному изменению давления в направлении от корня к вершине лопатки и увеличила разрежение за ступенью (кривая *2*). Однако распределение углов и скоростей изменилось в меньшей степени. Выходные углы потока по высоте лопатки α_2 практически не изме-



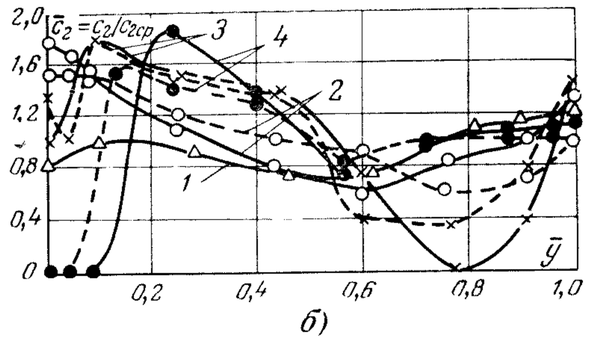


Рис. 7-33. Изменение относительного статического давления (*а*) и относительных скоростей (*б*) в выходном сечении диффузора по радиусу. (Опыты БИТМ.)

1 — свободный выход; *2* — закрытая сторона патрубка; *3* — среднее сечение; *4* — открытая сторона; (F_3/F_1=3,82 и 2,98).

нились (рис. 7-32,*б*, кривые *1* и *2*), а на профиле скорости (рис. 7-32,*в*, кривая *1*) можно отметить местное ускорение потока у вершины лопатки. Приведенные зависимости подтверждают предположение об отсутствии закрутки потока на рассматриваемом режиме и достаточную равномерность поля скоростей перед входом в диффузор. Отсюда вполне очевидно, что характеристики собственно диффузора, испытанного со ступенью и без нее, мало чем различаются. Исследование же структуры потока в его выходном сечении показало почти равномерное распределение скоростей по всему сечению (рис. 7-33,*б*, кривая *1*).

С переходом на меньшие значения u/c_0 условия работы диффузора изменяются и поле скоростей в выходном сечении деформируется. Для примера на рис. 7-34 сопоставлены профили скорости, снятые при

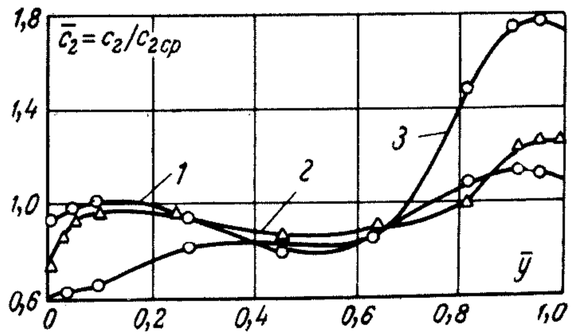


Рис. 7-34. Распределение скоростей на выходе из диффузора при различных значениях u/c_0.
1 — $u/c_0=0{,}675$; *2* — $u/c_0=0{,}575$; *3* — $u/c_0=0{,}475$.

различных отношениях u/c_0. В оптимальном режиме ($u/c_0=0{,}675$) текущие значения скорости отличаются от средней скорости на 15—20% и изменяются от внешнего к внутреннему обводу почти по синусоидальному закону.

Для $u/c_0=0{,}575$ (кривая *2*) характерны увеличенное падение скорости непосредственно у внешнего обвода, более равномерное распределение в средней части и возрастание скорости на 30% от среднего уровня у внутреннего обвода. Дальнейшее снижение u/c_0 привело к увеличению скорости вблизи внутреннего обвода. Таким образом, при неосевом входе, когда существует окружная составляющая скорости, в осерадиальном диффузоре происходит смещение потока от внешнего к внутреннему обводу. В результате снижается эффективная степень расширения диффузора, что приводит к увеличению энергетических потерь, и заметно снижается к. п. д. всей установки. Если для $u/c_0=0{,}675$ прирост к. п. д., вызванный диффузором, составляет $\Delta\eta_{0i}=3\%$, то для $u/c_0=0{,}475$ он снижается до 0,5% (см. рис. 7-30).

Как уже отмечалось выше, аэродинамическое качество выхлопной системы определяется не только диффузором, но в значительной степени зависит также от правильной организации течения в корпусе патрубка. При отсутствии специальных мер для этого эффективность диффузора может быть сведена к нулю.

Сказанное убедительно подтверждается не только результатами статических испытаний, но и рассматри-

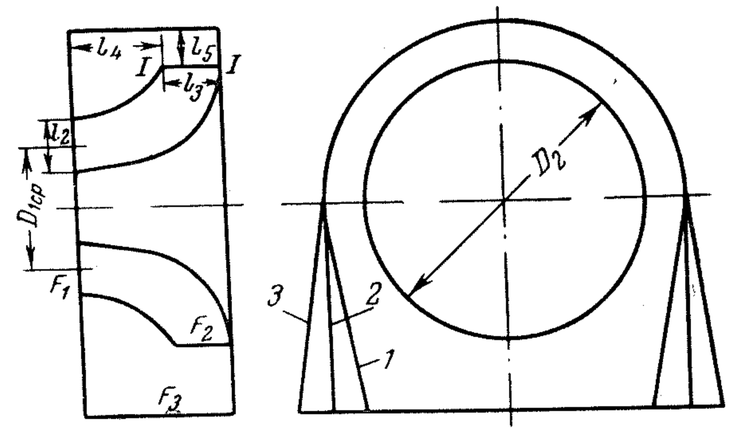


Рис. 7-35. Схема исследованного патрубка [Л. 39а].

ваемыми опытами БИТМ [Л. 39а], где исследовалась работа ступени совместно с простейшим патрубком. Схема последнего приведена на рис. 7-35. Испытания проводились при трех положениях боковых стенок, что обеспечивало следующее соотношение между площадью входа F_1, площадью выхода из диффузора F_2 и площадью выхода из патрубка F_3: 1) $F_1:F_2:F_3=1:1{,}9:1{,}57$; 2) $F_1:F_2:F_3=1:1{,}9:1{,}76$; 3) $F_1:F_2:F_3=1:1{,}9:2{,}0$.

Первый вариант сразу же дал отрицательный результат, вызвав снижение к. п. д. турбины на 5% по сравнению со свободным диффузором и на 2% по сравнению с открытым выхлопом в атмосферу (кривая *5* на рис. 7-30). Второй вариант оказался несколько лучше (кривая *4*), и только в третьем случае (кривая *2*) патрубок в целом обеспечивал небольшой диффузорный эффект, повышая к. п. д. примерно на 0,5—0,6%.

Столь резкое отрицательное влияние корпуса объясняется неблагоприятным соотношением между пло-

щадью выхода из диффузора и площадью выхода из патрубка. Отношение F_3/F_2 для патрубка без организации течения за диффузором по данным работы [Л. 28] желательно иметь порядка 3—3,5. Цифры же, приведенные выше, в 1,5—2 раза меньше этих значений. Необходимость иметь большой запас выходной площади диктуется тем, что распределение потока в корпусе крайне неравномерно и при малом отношении F_3/F_2 эффективная выходная площадь, т. е. площадь с положительной расходной составляющей скорости, оказывается меньше площади выхода из диффузора ($F_{3эф}/F_2<1$).

В результате возникают дополнительные местные ускорения потока и интенсивное вихреобразование в корпусе патрубка, вызывающее повышенное аэродинамическое сопротивление выходного тракта.

При установке корпуса условия на входе в диффузор изменяются мало. Эпюры распределения углов α_2 и скоростей c_1 по высоте лопатки практически не изменяются (см. рис. 7-32,*б* и *в*), а распределение статического давления, сохраняя общую закономерность в связи с добавочным сопротивлением тракта, заметно повышается (кривые *3* и *4*).

Более существенные изменения наблюдаются в выходном сечении диффузора. Здесь асимметрия выхода нарушает равномерность потока в различных сечениях. На закрытой стороне диффузора (сечение *I—I* на рис. 7-35) резко увеличивается статическое давление (см. рис. 7-33,*а*, кривая *2*) и возрастает скорость вблизи внешнего обвода (рис. 7-33,*б*, кривая *2*). В среднем сечении статическое давление также заметно выше давления в выходном сечении, а распределение скоростей свидетельствует о возникновении небольших отрывных зон вблизи внутреннего обвода (кривая *3* на рис. 7-33,*б*).

На открытой стороне диффузора, как и следовало ожидать, среднее давление почти равно атмосферному (кривая *4*) и возрастает от внешнего обвода, где имеется зона отрыва потока (кривая *4* на рис. 7-33,*б*), к внутреннему обводу. Рассмотренные данные свидетельствуют о том, что наличие осевой ступени перед патрубком не меняет качественной картины потока в патрубке и не вызывает резких изменений количественных характеристик.

Более существенным оказывается влияние рабочей решетки в случае осерадиальной ступени, где на входе

в патрубок имеется повышенная неравномерность поля скоростей. Результаты таких испытаний совместно с патрубком (см. рис. 7-24) приведены на рис. 7-36 *. Опыты проводились на перегретом (кривая *1*) и влажном (кривые *2*, *3*) паре. Оказалось, что величина $\zeta_п$ существенно зависит от режима работы турбины, характеризуемого отношением u/c_0. При малом отношении u/c_0 независимо от начального состояния пара коэффициент $\zeta_п$ был всюду больше единицы, т. е. кинетической энергии на выходе из решетки оказывалось недостаточно для преодоления аэродинамического сопротивления патрубка. С ростом величины u/c_0 происходило интенсивное уменьшение коэффициента $\zeta_п$ и для перегретого пара при $u/c_0=0{,}55\zeta_п$ достигал минимального значения, равного 0,9.

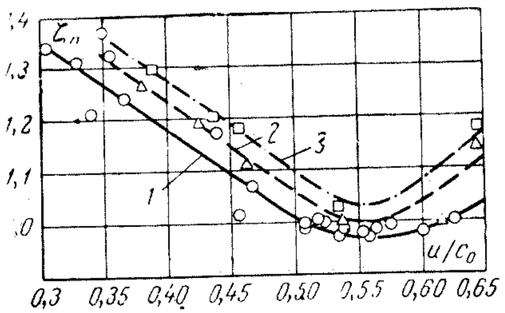


Рис. 7-36. Зависимость коэффициента полных потерь от u/c_0.
1 — сухой пар; *2* — влажность $y=3\%$; *3* — влажность $y=6\%$.

Выше отмечалось, что для этого патрубка по данным статических испытаний $\zeta_п=0{,}68$, т. е. в этом случае отмечалось заметное ухудшение аэродинамических характеристик патрубка.

Дальнейшее возрастание параметра u/c_0 вновь приводило к росту коэффициента $\zeta_п$.

Характер рассматриваемой зависимости не менялся и с переходом к влажному пару, но численные значения $\zeta_п$ оказывались иными. Уже при начальной влажности пара перед турбиной, равной 3%, $\zeta_{п.мин}=1{,}0$, а с увеличением ее до 6% $\zeta_{п.мин}=1{,}1$. Другими словами, с ростом влажности происходило увеличение коэффициента полных потерь, и это обстоятельство необходимо учитывать, если речь идет о выхлопных патрубках паровых конденсационных турбин.

К сожалению, для количественной оценки влияния влажности в настоящее время еще очень мало опытных данных.

---

* Опыты проведены инж. Е. Н. Мыслицким.

Конические диффузоры

Таблица П-1

№ п/п.	α	n	L/D_1	λ_1	Re·10⁻⁶	$\zeta_п$	$\zeta_п^р$	$\zeta_п^ф$	Примечание
1	2°	1,3	4	0,43	0,2	0,65	0,664	0,592	
2	2°	1,64	8	0,3	0,2	0,5	0,491	0,38	[Л. 120]
3	2°	2,43	16	0,42	0,2	0,3	0,318	1,1755	
4	3°30′	2,1	18			0,42	0,408	0,241	
5	4°	1,3	2	0,47	0,2	0,6	0,64	0,595	[Л. 142]
6	4°	3	10,5	0,368	0,295	0,228	0,194	0,138	МЭИ (воздух)
7	5°	3,5	12,45	0,316	0,038	0,176	0,198	0,1124	МЭИ (пар)
8	4°	3,5	12,45	0,478	0,218	0,163	0,168	0,1124	
9	4°	3,5	12,45	0,555	0,301	0,178	0,164	0,1124	МЭИ (воздух)
10	4°30′	2,4	18			0,41	0,334	0,196	
11	4°30′	2,4	18			0,32	0,334	0,196	
12	4°30′	2,4	18			0,3	0,334	0,196	[Л. 143]
13	4°30′	2,53	7,47		0,16	0,222	0,207	0,178	
14	4°30′	4,0	12,65		0,16	0,128	0,144	0,0964	[Л. 140]
15	4°30′	6,35	19,52		0,16	0,071	0,096	0,0671	
16	5°	1,5	6			0,530	0,530	0,454	[Л. 142]
17	6°	1,59	2,48		0,16	0,465	0,453	0,41	[Л. 142]
18	6°	2,38	5,62	0,32		0,268	0,239	0,204	МЭИ
19	6°	253	5,65		0,16	0,243	0,229	0,189	
20	6°	4	9,5		0,16	0,149	0,131	0,113	[Л. 140]
21	6°	6,35	14,5		0,16	0,078	0,085	0,0882	
22	6°30′	3,0	18			0,27	0,244	0,158	[Л. 142]
23	7°	1,5	1,84	409	0,323	0,4556	0,482	0,461	
24	7°	2,0	3,375	0,403	0,32	0,287	0,3	0,277	МЭИ
25	7°	2,5	4,75	0,3	0,243	0,22	0,218	0,2	
26	7°	3	6	0,294	0,238	0,186	0,171	0,16	

Продолжение табл. П-1

№ п/п.	α	n	L/D_1	λ_1	Re·10⁻⁶	$\zeta_п$	$\zeta_п^р$	$\zeta_п^ф$	Примечание
27	7°	3,5	6,875	0,307	0,248	0,173	0,14	0,138	
28	7°	4	8,19	0,301	0,244	0,152	0,121	0,1244	
29	7°	45	8,48	0,305	0,246	0,1475	0,104	0,1159	
30	7°30′	1,8	6			0,41	0,401	0,33	
31	8°	1,3	1	0,42	0,2	0,61	0,615	0,655	[Л. 142]
32	8°	2,43	4	0,22	0,2	0,3	0,218	0,211	[Л. 120]
33	8°20′	3,45	5,77	0,5		0,16	0,137	0,155	
34	9°30′	1,5	3,0			0,53	0,506	0,46	МЭИ
35	9°30′	3,87	5,8		0,2	0,2	0,126	0,149	[Л. 142]
36	10°	3	4,19	0,434	0,136	0,17	0,163	0,182	[Л. 148]
37	10°	4	5,715	0,314	0,0454	0,136	0,126	0,152	
38	10°	4	5,715	0,325	0,149	0,133	0,114	0,152	МЭИ
39	10°30′	2,1	6,0		0,16	0,38	0,31	0,276	
40	11°	2,38	2,81	0,32		0,275	0,215	0,237	[Л. 139]
41	11°15′	2,3	2,58	0,15		0,27	0,227	0,245	МЭИ
42	12°	1,6	1,25		0,2	0,55	0,419	0,419	
43	14°	1,43	0,8		0,2	0,6	0,508	0,534	[Л. 148]
44	4°	3,5	12,45	0,344	0,249	0,222	0,1124	0,1124	
45	4°	3,5	12,45	0,397	0,098	0,101	0,1124	0,1124	
46	4°	3,5	12,45	0,484	0,165	0,135	0,1124	0,1124	
47	4°	3,5	12,45	0,61	0,296	0,164	0,1124	0,1124	
48	4°	3,5	12,45	0,314	0,1957	0,144	0,1124	0,1124	МЭИ
49	4°	3,5	12,45	0,385	0,1756	0,154	0,1124	0,1124	
50	4°	3,5	12,45	0,44	0,25	0,173	0,1124	0,1124	
51	4°	3,5	12,45	0,556	0,122	0,207	0,1124	0,1124	
52	4°	3,5	12,45	0,556	0,0514	0,169	0,1124	0,1124	

Продолжение табл. П-1

№ п/п.	α	n	L/D_1	λ_1	Re·10⁻⁶	$\zeta_п$	$\zeta_п^р$	$\zeta_п^ф$	Примечание
53	4°	3,5	12,45	0,62	0,22	0,13	0,1124	0,1124	МЭИ
54	7°	3	6	0,486	0,234	0,33	0,1588	0,1588	
55	7°	3	6	0,591	0,238	0,285		0,1588	
56	7°	3	6	0,459	0,191	0,326		0,1588	
57	7°	3	6	0,48	0,113	0,379		0,1588	
58	7°	3	6	0,354	0,052	0,373		0,1588	
59	7°	3	6	0,598	0,37	0,305		0,1588	
60	7°	3	6	0,582	0,317	0,298		0,1588	
61	10°	3	4,187	0,482	0,208	0,234		0,1822	
62	10°	3	4,187	0,603	0,14	0,185		0,1822	
63	10°	3	0,4187	0,403	0,0514	0,294		0,1822	
64	10°	3	0,4187	0,518	0,225	0,236		0,1822	
65	10°	4	0,4187	0,363	0,2735	0,187		0,1822	МЭИ
66	10°	4	0,4187	0,4955	0,0666	0,275		0,1822	
67	10°	4	0,4187	0,503	0,115	0,249		0,1822	
68	10°	4	0,4187	0,505	0,331	0,16		0,1822	
69	10°	4	0,4187	0,57	0,206	0,159		0,1822	
70	15°	4	3,8	0,5053	0,227	0,1954		0,2145	
71	15°	4	3,8	0,36	0,249	0,176		0,2145	
72	15°	4	3,8	0,413	0,11	0,144		0,2145	
73	15°	4	3,8	0,467	0,095	0,154		0,2145	
74	15°	4	3,8	0,552	0,051	0,257		0,2145	
75	20°	4	2,84	0,336	0,218	0,31		0,3045	
76	20°	4	2,84	0,4755	0,31	0,42		0,3045	
77	20°	4	2,84	0,4155	0,251	0,246		0,3045	
78	20°	4	2,84	0,589	0,365	0,526		0,3045	

Продолжение табл. П-1

№ п/п.	α	n	L/D_1	λ_1	Re·10⁻⁶	$\zeta_п$	$\zeta_п^р$	$\zeta_п^ф$	Примечание
79	20°	4	2,84	0,4155	0,2245	0,358		0,3045	МЭИ
80	20°	4	2,84	0,42	0,1855	0,272		0,3045	
81	20°	4	2,84	0,577	0,25	0,486		0,3045	МЭИ (пар)
82	20°	4	2,84	0,586	0,313	0,541		0,3045	
83	30°	4	1,869	0,394	0,092	0,8866		0,5065	
84	30°	4	1,869	0,565	0,124	0,707		0,5065	
85	30°	4	1,869	0,382	0,15	0,575		0,5065	
86	30°	4	1,869	0,402	0,178	0,767		0,5065	
87	30°	4	1,869	0,416	0,169	0,78		0,5065	
88	30°	4	1,869	0,447	0,183	0,588		0,5065	
89	4°	3	10,5	0,493	0,383	0,222		0,1377	МЭИ (воздух)
90	4°	3	10,5	0,597	0,444	0,223		0,1377	
91	4°	3,5	12,45	0,372	0,289	0,251		0,1123	
92	4°	3,5	12,45	0,574	0,43	0,2		0,1123	
93	7°	1,5	1,84	0,503	0,386	0,428		0,461	
94	7°	1,5	1,84	0,599	0,445	0,411		0,461	
95	7°	2,0	3,375	0,3	0,243	0,278		0,275	
96	7°	2,5	4,75	0,506	0,388	0,205		0,1996	
97	7°	3	6	0,294	0,238	0,186		0,1599	
98	7°	3	6	0,506	0,388	0,182		0,1599	
99	7°	3	6	0,602	0,446	0,172		0,1599	
100	7°	3	6	0,55	0,415	0,207		0,1599	
101	7°	3,5	6,875	0,398	0,315	0,1625		0,1379	
102	7°	3,5	6,875	0,606	0,449	0,149		0,1379	
103	7°	4	8,19	0,401	0,317	0,146		0,1244	
104	7°	4	8,19	0,599	0,445	0,145		0,1244	

Продолжение табл. П-1

№ п/п.	α	n	L/D_1	λ_1	Re·10⁻⁶	$\zeta_п$	$\zeta_п^р$	$\zeta_п^ф$	Примечание
105	7°	4	8,19	0,486	0,376	0,161		0,1599	МЭИ (воздух)
106	7°	4,5	8,48	0,495	0,381	0,136		0,1159	
107	7°	4,5	8,48	0,6	0,446	0,133		0,1159	
108	7°	5	10,1	0,3	0,243	0,139		0,1104	
109	7°	5	10,1	0,606	0,449	0,123		0,1104	
110	7°	6	11,85	0,418	0,329	0,123		0,1041	
111	7°	6	11,85	0,607	0,5	0,121		0,1041	
112	7°	7	13,45	0,301	0,244	0,13		0,1004	
113	7°	7	13,45	0,602	0,447	0,115		0,1004	
114	7°	8	14,92	0,41	0,324	0,113		0,0999	
115	7°	8	14,92	0,501	0,384	0,105		0,0999	
116	7°	9	16,35	0,407	0,321	0,112		0,0992	
117	7°	9	16,35	0,61	0,452	0,1		0,0992	
118	7°	10,0	17,67	0,304	0,246	0,112		0,0991	
119	7°	10,0	17,67	0,4876	0,374	0,1		0,0991	
120	10°	3	4,187	0,458	0,357	0,272		0,1822	
121	10°	3	4,187	0,404	0,32	0,217		0,1822	
122	10°	3	4,187	0,559	0,42	0,213		0,1822	
123	10°	4	5,715	0,4475	0,35	0,184		0,1525	
124	15°	3	2,78	0,454	0,355	0,249		0,231	
125	15°	3	2,78	0,601	0,446	0,267		0,231	
126	15°	3	2,78	0,332	0,267	0,283		0,231	
127	15°	3	3,8	0,411	0,324	0,205		0,1245	
128	15°	4	3,8	0,4895	0,378	0,217		0,2145	
129	20°	3	2,075	0,312	0,251	0,337		0,3025	
130	20°	3	2,075	0,474	0,367	0,377		0,3025	

Продолжение табл. П-1

№ п/п.	α	n	L/D_1	λ_1	Re·10⁻⁶	$\zeta_п$	$\zeta_п^р$	$\zeta_п^ф$	Примечание
131	20°	3	2,075	0,457	0,358	0,408		0,3025	МЭИ (воздух)
132	20°	3	2,075	0,571	0,428	0,445		0,3025	
133	20°	4	12,9375	0,391	0,31	0,264		0,3045	
134	20°	4	12,8375	0,597	0,444	0,32		0,3045	
135	15°40′	2,38	0,98	0,3	0,5	0,5		0,271	
136	4°30′	1,59	3,29	0,16	0,449	0,474		0,407	[Л. 139, 140]
137	4°30′	10,11	27,6	0,16	0,048			0,58	
138	4°30′	16	37	0,16	0,058			0,057	
139	6°	10,11	20,8	0,16	0,047			0,083	
140	6°	16	28,65	0,16	0,034			0,0835	
141	11°	2,53	3,07	0,16	0,311	0,206		0,222	
142	11°	4,0	5,19	0,16	0,21	0,108		0,162	
143	11°	6,35	7,9	0,16	0,155	0,0683		0,15	
144	11°	10,11	11,3	0,16	0,118			0,156	
145	11°	16	15,6	0,16	0,092			0,163	
146	14°	2,53	2,4	0,16	0,324	0,197		0,244	
147	14°	4,0	4,07	0,16	0,25	0,104		0,198	
148	14°	6,35	6,18	0,16	0,245	0,0604		0,195	
149	14°	10,11	8,87	0,16	0,224	0,204		0,263	
150	14°	16	12,2	0,16	0,185			0,216	
151	18°	1,59	0,821	0,16	0,574	0,424		0,44	
152	18°	1,86	2,53	0,16	0,411	0,195		0,288	
153	18°	4,0	3,15	0,16	0,359	0,098		0,267	
154	18°	6,35	4,8	0,16	0,34	0,055		0,279	
155	18°	10,11	6,88	0,16	0,342			0,3	
156	18°	16	9,47	0,16	0,29			0,272	

Продолжение табл. П-1

№ п/п.	α	n	L/D_1	λ_1	$Re \cdot 10^{-6}$	$\zeta_п$	$\zeta_п^р$	$\zeta_п^\varphi$	Примечание
157	22°	1,59	0,67	0,16	0,618	0,42		0,46	
158	22°	2,53	1,52	0,16	0,466	0,1845		0,462	
159	22°	4,0	2,57	0,16	0,429	0,095		0,331	
160	22°	6,35	3,91	0,16	0,423	0,0535		0,362	
161	22°	10,11	5,61	0,16	0,482			0,4	
162	22°	16	7,72	0,16	0,44			0,43	
163	28°	1,59	0,522	0,16	0,656	0,432		0,502	[Л. 139, 140]
164	28°	2,53	1,18	0,16	0,58	0,19		0,412	
165	28°	4,0	2,0	0,16	0,559	0,089		0,456	
166	28°	6,35	3,05	0,16	0,57	0,04		0,518	
167	28°	10,11	4,37	0,16	0,643			0,577	
168	28°	16	6,02	0,16	0,596			0,624	
169	4°30′	1,59	3,29	0,16	0,455	0,474		0,404	
170	4°30′	2,53	7,47	0,16	0,235	0,243		0,178	[Л. 139, 140]
171	4°30′	4,0	12,65	0,16	0,132	0,144		0,0962	
172	11°	1,59	1,35	0,16	0,443	0,439		5,421	
173	11°	2,53	3,07	0,16	0,252	0,206		0,222	[Л. 140]
174	11°	4,0	5,19	0,16	0,144	0,11		0,1725	
175	7°	1,56	2		0,47	0,461		0,43	
176	7°	2,22	4	0,3	0,258	0,235		0,235	
177	7°	3,015	6			0,22		0,156	[Л. 148] (равномерный профиль скорости на входе)
178	7°	3,91	8			0,18		0,126	
179	7°	4,95	10			0,175		0,078	
180	7°	6,1	12			0,17		0,1	
181	6°	3,38	8			0,25		0,137	
182	7°	3,01	6			0,3		0,159	

Продолжение табл. П-1

№ п/п.	α	n	L/D_1	λ_1	$Re \cdot 10^{-6}$	$\zeta_п$	$\zeta_п^р$	$\zeta_п^\varphi$	Примечание
183	7°30′	2,65	4,8			0,35		0,1856	
184	8°30′	2,32	3,5			0,4		0,224	
185	10°	2,08	2,5			0,45		0,273	
186	14°	2,23	2			0,34		0,282	[Л. 148] (равномерный профиль скорости на входе)
187	14°	3,94	4		$Re=2 \cdot 10^5$	0,25		0,214	
188	14°	6,1	6			0,24		0,216	
189	14°	8,8	8			0,22		0,224	
190	14°	12	10			0,2		0,234	
191	14°	15,6	12			0,2		0,24	
192	6°30′	7,3	15			0,14		0,093	
193	7°30′	5,95	11			0,15		0,1	
194	11°	3,0	3,8			0,25		0,19	
195	12°	2,4	2,6			0,3		0,24	
196	14°	2,23	2			0,5		0,282	
197	14°	3,94	4			0,43		0,214	[Л. 148] (степенной профиль скорости на входе)
198	14°	6,1	6			0,4		0,216	
199	14°	8,8	8			0,38		0,224	
200	14°	12	10			0,375		0,234	
201	14°	15,6	12			0,37		0,24	
202	14°	2,15	1,9			0,35		0,285	
203	14°30′	1,9	1,5			0,4		0,33	
204	15°	1,7	1,15			0,45		0,39	
205	16°	1,5	0,8			0,5		0,47	
206	9°30′	1,5	3,0			0,58			[Л. 142] (плоские диффузоры)
207	9°30′	1,5	3,0			0,52			
208	14°	1,8	3,0			0,59			
209	14°	1,8	3,0			0,51			

Продолжение табл. П-1

№ п/п.	α	n	L/D_1	λ_1	$Re \cdot 10^{-6}$	$\zeta_п$	$\zeta_п^р$	$\zeta_п^ф$	Примечание
210	14°	1,8	3,0			0,5			
211	21°	2,1	3,0			0,61			
212	21°	2,1	3,0			0,58			
213	21°	2,1	3,0			0,59			[Л. 142] (плоские диффузоры)
214	26°	2,4	3,0			0,63			
215	26°	2,4	3,0			0,62			
216	26°	2,4	3,0			0,65			
217	5°	1,5	6,0			0,57			
218	5°	1,5	6,0			0,52		0,454	
219	5°	1,5	6,0			0,51		0,454	
220	7°30′	1,8	6,0			0,48		0,33	
221	7°30′	1,8	6,0			0,4		0,33	
222	10°30′	2,1	6,0			0,49		0,276	
223	10°30′	2,1	6,0			0,44		0,276	
224	13°30′	2,4	6,0			0,49		0,252	[Л. 142, 143] (плоские диффузоры)
225	16°	2,7	6,0			0,51		0,257	
226	19°	3,0	6,0			0,51		0,285	
227	19°	3,0	6,0			0,61		0,285	
228	3°30′	2,1	18			0,35		0,241	
229	6°30′	3,0	18			0,38		0,158	
230	11°	4,5	18			0,43		0,161	
231	4°30′	1,59	3,29			0,582		0,405	
232	4°30′	2,53	7,47			0,337		0,181	
233	4°30′	4	12,65			0,267		0,099	[Л. 139] (удлиненный профиль скорости на входе)
234	4°30′	6,35	19,25			0,23		0,071	
235	4°30′	10,11	27,6			0,215		0,063	
236	4°30′	16	37			0,213		0,060	

Продолжение табл. П-1

№ п/п.	α	n	L/D_1	λ_1	$Re \cdot 10^{-6}$	$\zeta_п$	$\zeta_п^р$	$\zeta_п^ф$	Примечание
237	6°	1,59	2,48			0,57		0,410	
238	6°	2,53	5,63			0,348		0,193	
239	6°	4	9,55			0,252		0,118	[Л. 139] (удлиненный профиль скорости на входе)
240	6°	6,35	14,5			0,22		0,096	
241	6°	10,1	20,8			0,225		0,091	
242	6°	16	28,6			0,222		0,092	
243	11°	1,59	1,35			0,612		0,422	
244	11°	2,53	3,07			0,388		0,224	
245	11°	4,0	5,19			0,287		0,166	
246	11°	6,35	7,9			0,26		0,156	
247	11°	10,1	11,3			0,235		0,160	
248	11°	16	15,57			0,245		0,167	
249	14°	1,59	1,06			0,638		0,431	
250	14°	2,53	2,4			0,447		0,248	
251	14°	4	4,07			0,317		0,203	
252	14°	6,35	6,18			0,285		0,202	
253	14°	10,1	8,87			0,322		0,212	
254	14°	16	12,2			0,311		0,224	[Л. 139] (удлиненный профиль скорости на входе)
255	18°	1,59	0,821			0,688		0,446	
256	18°	2,53	1,86			0,518		0,288	
257	18°	4	3,15			0,365		0,264	
258	18°	6,35	4,8			0,352		0,281	
259	18°	10,1	6,88			0,383		0,302	
260	18°	16	9,47			0,408		0,321	
261	22°	1,59	0,67			0,755		0,465	
262	22°	2,53	1,516			0,569		0,339	
263	22°	4	2,57			0,491		0,343	

Продолжение табл. П-1

№ п/п.	α	n	L/D_1	λ_1	$Re \cdot 10^{-6}$	$\zeta_п$	$\zeta_п^р$	$\zeta_п^ф$	Примечание
264	22°	6,35	3,91			0,444		0,380	
265	22°	10,1	5,61			0,439		0,415	
266	22°	16	7,72			0,512		0,444	
267	28°	1,59	0,522			0,769		0,496	
268	28°	2,53	1,18			0,708		0,419	
269	28°	4	2,0			0,591		0,467	
270	28°	6,35	3,05			0,558		0,536	[Л. 139] (удлиненный профиль скорости на входе)
271	28°	10,1	4,37			0,593		0,594	
272	28°	16	6,02			0,629		0,638	
273	4°30′	1,59	3,29			0,572		0,405	
274	4°30′	2,53	7,47			0,341		0,191	
275	4°30′	4,0	12,65			0,265		0,099	
276	11°	1,59	1,35			0,6		0,422	
277	11°	2,53	3,07			0,394		0,224	
278	11°	4,0	5,19			0,265		0,166	
279	31,2°	4,48	2	0,27		0,65		0,531	
280	31,2°	4,48	2	0,33				0,531	
281	8°	8,27	13,4	0,26		0,140		0,107	
282	8°	8,27	13,4	0,43		0,170		0,107	
283	15,8°	8,27	6,7	0,22		0,40		0,231	
284	15,8°	8,27	6,7	0,46		0,41		0,231	[Л. 120]
285	31,2°	8,27	3,85	0,2		0,600		0,633	
286	31,2°	8,27	3,85	0,3		0,68		0,633	
287	31,5°	8,27	3,85	0,43		0,72		0,633	
288	2°	1,3	4	0,25		0,670		0,592	
289	2°	1,3	4	0,3		0,66		0,592	

Продолжение табл. П-1

№ п/п.	α	n	L/D_1	λ_1	$Re \cdot 10^{-6}$	$\zeta_п$	$\zeta_п^р$	$\zeta_п^ф$	Примечание
290	4°	1,3	2	0,21		0,630		0,595	
291	4°	1,3	2	0,41		0,62		0,595	
292	8°	1,3	1	0,29		0,61		0,655	
293	2°	1,64	8	0,23		0,50		0,38	
294	2°	1,64	8	0,46		0,47		0,38	
295	8°	1,64	2	0,2		0,480		0,495	
296	8°	1,64	2	0,38		0,48		0,405	
297	8°	1,64	2	0,45		0,47		0,405	
298	15,8°	1,64	1	0,22		0,52		0,446	
299	15,8°	1,64	1	0,38		0,60		0,446	
300	2°	2,43	16	0,22		0,30		0,175	
301	2°	2,43	16	0,33		0,32		0,175	
302	8°	2,43	4	0,3		0,3		0,211	
303	8°			0,43		0,32		0,211	[Л. 120]
304	15,8°	2,43	2	0,26		0,52		0,266	
305	15,8°	2,43	2	0,38		0,52		0,266	
306	31,2°	2,43	1	0,2		0,65		0,447	
307	31,2°	2,43	1	0,34		0,70		0,447	
308	31,2°	2,43	1	0,4		0,78		0,447	
309	4°	4,48	16	0,26		0,160		0,086	
310	4°	4,48	16	0,44		0,17		0,086	
311	8°	4,48	8	0,23		0,18		0,122	
312	8°	4,48	8	0,42		0,21		0,122	
213	15,8°	4,48	4	0,25		0,48		0,218	
314	15,8°	4,48	4	0,45		0,46		0,218	
315	31,2°	4,48	2	0,23		0,73		0,531	

Кольцевые диффузоры

Таблица П-2

Автор	№ п/п.	n	$\frac{D_{1ср}}{l}$	$\overline{l}$	$\overline{L}$	$\overline{d_1}$	$\overline{d_2}$	$\overline{D_2}$	α_1	α_2	$\alpha_э$	θ	$\zeta_{п.экс}$	[Л. 54] $\zeta_{п.расч}$	$\Delta\zeta_п$, %
МЭИ	1	2,07	2,5	0,286	3,02	0,43	0,43	1,37	7°	0°	7°28′	3°30′	22,5	26,65	15,6
	2	3,04	2,5	0,286	5,2	0,43	0,43	1,63	7°	0°	7°20′	3°30′	15,7	16,52	4,95
	3	3,86	2,5	0,286	6,8	0,43	0,43	1,82	7°	0°	7°20′	3°30′	14,6	13,57	7,6
	4	2,06	3,9	0,204	2,39	0,592	0,592	1,29	7°	0°	8°20′	3°30′	26,7	27,22	1,91
	5	3,04	3,9	0,204	4,33	0,592	0,592	1,53	7°	0°	7°50′	3°30′	17,9	16,5	8,5
	6	3,56	3,9	0,204	5,2	0,592	0,592	1,63	7°	0°	7°50′	3°30′	15,7	14,37	9,25
	7	4,08	3,9	0,204	6,0	0,592	0,592	1,73	7°	0°	7°50′	3°30′	14,3	13,2	8,4
	8	1,778	7,17	0,122	1,27	0,755	0,755	1,16	7°	0°	9°45′	3°30′	34,5	34,8	0,86
	9	2,55	7,17	0,122	2,39	0,755	0,755	1,29	7°	0°	9°20′	3°30′	22,8	20,95	8,8
	10	3,04	7,17	0,122	3,02	0,755	0,755	1,37	7°	0°	9°10′	3°30′	19,6	17,63	11,2
	11	4,09	7,17	0,122	4,33	0,755	0,755	1,53	7°	0°	8°48′	3°30′	16,0	14,55	9,95
	12	2	3	0,25	3,4	0,5	0,708	1,42	7°	3°30′	6°	1°45′	27,7	28,12	1,49
	13	3	3	0,25	6,0	0,5	0,868	1,73	7°	3°30′	6°	1°45′	17,5	16,66	5,05
	14	4	3	0,25	8,2	0,5	1,0	2,0	7°	3°30′	6°	1°45′	14,3	13,27	7,8
	15	2	5	0,166	3,4	0,668	0,942	1,42	7°	4°40′	5°10′	1°10′	30,8	28,25	9,05
	16	3	5	0,166	6,0	0,668	1,16	1,73	7°	4°40′	5°10′	1°10′	23,2	16,88	37,4
	17	4	5	0,166	8,2	0,668	1,33	2,0	7°	44°40′	5°10′	1°10′	18,7	13,55	38
	18	2	7	0,125	3,4	0,75	1,06	1,42	7°	5°14′	4°36′	0°53′	34,7	28,5	21,7
	19	3	7	0,125	6,0	0,75	1,3	1,73	7°	5°14′	4°35′	0°53′	27,7	17,33	59,8
	20	4	7	0,125	8,2	0,75	1,5	2,0	7°	5°14′	4°36′	0°53′	24	14,12	70
[Л. 22]	21	2	5,5	0,153	3,6	0,693	0,693	1,23	4°	0°	4°60′	2°	33	32,3	2,16
	22	2	5,5	0,153	1,73	0,693	0,693	1,23	8°	0°	10°	4°	32	34	5,9
	23	2	5,5	0,153	1,17	0,693	0,693	1,23	12°	0°	15°	6°	36	42,2	14,5
	24	2	5,5	0,153	0,88	0,693	0,693	1,23	16°	0°	19°30′	8°	41	48,5	15,6
	25	2	5,5	0,153	0,555	0,693	0,693	1,23	24°	0°	30°	12°	55	70	21,4
	26	1,88	5,5	0,153	7,6	0,693	0,156	1,0	0°	—4°	2°	2°	36	28,74	25,3

Продолжение табл. П-2

Автор	№ п/п.	n	$\frac{D_{1ср}}{l}$	$\overline{l}$	$\overline{L}$	$\overline{d_1}$	$\overline{d_2}$	$\overline{D_2}$	α_1	α_2	$\alpha_э$	θ	$\zeta_{п.экс}$	[Л. 54] $\zeta_{п.расч}$	$\Delta\zeta_п$, %
[Л. 22]	27	1,88	5,5	0,153	4,0	0,693	0,156	1,0	0°	—8°	4°	4°	36	29,4	22,4
	28	1,88	5,5	0,153	2,4	0,693	0,156	1,0	0°	—12°	6°	6°	35	30,5	14,8
	29	1,88	5,5	0,153	1,91	0,693	0,156	1,0	0°	—16°	8°	8°	36	31,05	15,9
	30	1,88	5,5	0,153	1,27	0,693	0,156	1,0	0°	—24°	12°	12°	36	32,48	10,8
	31	1,88	5,5	0,153	0,95	0,693	0,156	1,0	0°	—32°	16°	16°	43,2	34,9	23,8
	32	1,88	5,5	0,153	0,75	0,693	0,156	1,0	0°	—40°	20°	20°	53,2	37,76	41
	33	1,88	5,5	0,153	0,6	0,693	0,156	1,0	0°	—48°	25°	24°	66,2	42,16	57
	34	1,88	5,5	0,153	0,515	0,693	0,156	1,0	0°	—56°	30°	28°	83,2	46,13	80,5
НАМИ	35	2,9	6,5	0,133	1,34	0,733	0,733	1,66	16°	0°	13°40′	8°	28	21,35	31,2
[Л. 130]	36	2,44	5,14	0,163	0,965	0,674	1,27	1,74	42°	—35°	24°	3°30′	57	37,25	53
	37	2,22	5,4	0,156	1	0,688	0,688	1,28	16°	0°	20°	8°	32,5	33,3	2,4
	38	2,58	5,4	0,156	1	0,688	0,688	1,35	20°	0°	24°40′	10°	32,5	37,8	14,0
	39	2,97	5,4	0,156	1	0,688	0,688	1,43	24°	0°	29°10′	12°	35	45,7	24,0
	40	3,37	5,4	0,156	1	0,688	0,688	1,5	28°	0°	33°30′	14°	40	53,8	25,7
	41	3,82	5,4	0,156	1	0,688	0,688	1,58	32°	0°	38°	16°	45	62,5	28,0
	42	1,57	5,4	0,156	0,5	0,688	0,688	1,14	16°	0°	20°20′	8°	47,5	46,44	2,28
	43	1,59	5,4	0,156	0,5	0,688	0,688	1,18	20°	0°	21°15′	10°	45	46,27	2,74
	44	1,895	5,4	0,156	0,5	0,688	0,688	1,22	24°	0°	30°20′	12°	45	46,4	3,02
[Л. 41]	45	2,07	5,4	0,156	0,5	0,688	0,688	1,25	28°	0°	35°10′	14°	49	48,7	0,62
	46	2,26	5,4	0,156	0,5	0,688	0,688	1,29	32°	0°	40°	16°	56	52,3	7,06
	47	2,53	5,4	0,156	1	0,688	0,55	1,28	16°	—8°	24°	12°	34	37,2	8,6
	48	2,82	5,4	0,156	1	0,688	0,55	1,35	20°	—8°	27°30′	14°	38	42,9	11,4
	49	3,24	5,4	0,156	1	0,688	0,55	1,43	24°	—8°	38°10′	16°	43	51,75	16,9
	50	3,68	5,4	0,156	1	0,688	0,55	1,50	28°	—8°	36°30′	18°	50	59,4	15,8
	51	4,10	5,4	0,156	1	0,688	0,55	1,58	32°	—8°	37°20′	20°	55	63	12,7
	52	2,33	5,4	0,156	1	0,688	0,62	1,28	16°	—4°	21°30′	10°	32,5	34,1	4,7

Продолжение табл. П-2

Автор	№ п/п.	n	$\frac{D_{1ср}}{l}$	$\overline{l}$	$\overline{L}$	$\overline{d_1}$	$\overline{d_2}$	$\overline{D_2}$	α_1	α_2	$\alpha_э$	θ	$\zeta_{п.экс}$	[Л. 54] $\zeta_{п.расч}$	$\Delta\zeta_п$, %
	53	2,7	5,4	0,156	1	0,688	0,62	1,35	20°	—4°	36°10′	12°	35	40,3	13,1
	54	2,07	5,4	0,196	1	0,688	0,62	1,43	24°	—4°	30°20′	14°	38	48,4	21,5
	55	3,5	5,4	0,156	1	0,688	0,62	1,5	28°	—4°	34°50′	16°	44	56,7	40
	56	3,97	5,4	0,156	1	0,688	0,62	1,58	32°	—4°	39°20′	18°	50	65,15	23,2
	57	2,0	5,4	0,156	1	0,688	0,76	1,28	16°	+4°	17°	6°	34	33,25	2,25
	58	2,35	5,4	0,16	1	0,688	0,76	1,35	20°	+4°	21°40′	8°	32	36,4	12,1
	59	2,71	5,4	0,16	1	0,688	0,76	1,43	24°	+4°	26°10′	10°	32	40,3	20,6
	60	3,11	5,4	0,16	1	0,688	0,76	1,5	28°	+4°	30°45′	12°	36	49	26,5
	61	3,58	5,4	0,16	1	0,688	0,76	1,58	32°	+4°	35°30′	14°	41	57,85	29,2
	62	1,82	5,4	0,16	1	0,688	0,83	1,28	16°	8°	14°25′	4°	37,5	35,36	6,05
	63	2,15	5,4	0,16	1	0,688	0,83	1,35	20°	8°	19°	6°	32	32,7	2,14
	64	2,53	5,4	0,16	1	0,688	0,83	1,43	24°	8°	24°	8°	30	37,1	19,1
	65	2,96	5,4	0,16	1	0,688	0,83	1,5	28°	8°	29°	10°	33	45,7	27,8
[Л. 41]	66	3,38	5,4	0,16	1	0,688	0,83	1,58	32°	8°	33°40′	12°	33	64,26	39,2
	67	1,54	5,4	0,16	1	0,688	0,9	1,28	16°	12°	10°	2°	47	44,22	7,3
	68	1,9	5,4	0,16	1	0,688	0,9	1,35	20°	12°	15°30′	4°	35	33,93	3,16
	69	2,27	5,4	0,16	1	0,688	0,9	1,43	24°	12°	20°40′	6°	30	33,6	10,7
	70	2,71	5,4	0,16	1	0,688	0,9	1,5	28°	12°	26°10′	8°	32	40,3	20,6
	71	3,12	5,4	0,16	1	0,688	0,9	1,58	32°	12°	30°30′	10°	34	49,15	30,8
	72	1,66	5,4	0,156	1	0,688	0,98	1,35	20°	16°	12°	2°	43	39,3	9,4
	73	2,03	5,4	0,156	1	0,688	0,98	1,43	24°	16°	17°25′	4°	30	33,3	9,9
	74	2,42	5,4	0,156	1	0,688	0,98	1,5	28°	16°	22°40′	6°	32	35,4	9,6
	75	2,87	5,4	0,156	1	0,688	0,98	1,58	32°	16°	28°10′	8°	32	44	27,3
	76	1,48	5,4	0,156	1	0,688	1,12	1,43	24°	24°	8°50′	0°	52	46,09	10,4
	77	1,91	5,4	0,156	1	0,688	1,12	1,5	28°	24°	15°40′	2°	36	33,86	6,3
	78	2,32	5,4	0,156	1	0,688	1,12	1,58	32°	24°	21°20′	4°	30	34,1	12,0

Продолжение табл. П-2

Автор	№ п/п.	n	$\frac{D_{1ср}}{l}$	$\overline{l}$	$\overline{L}$	$\overline{d_1}$	$\overline{d_2}$	$\overline{D_2}$	α_1	α_2	$\alpha_э$	θ	$\zeta_{п.экс}$	[Л. 54] $\zeta_{п.расч}$	$\Delta\zeta_п$, %
	79	1,72	5,4	0,156	0,5	0,688	0,62	1,14	16°	—8°	25°10′	12°	45	34,91	31,2
	80	1,89	5,4	0,156	0,5	0,688	0,62	1,18	20°	—8°	30°10′	14°	45	36,2	24,3
	81	2,06	5,4	0,156	0,5	0,688	0,62	1,22	24°	—8°	34°50′	16°	47	48,7	3,5
	82	2,2	5,4	0,156	0,5	0,688	0,62	0,15	28°	—8°	38°	18°	54	51,1	5,7
	83	2,4	5,4	0,156	0,5	0,688	0,62	1,29	32°	—8°	43°20′	20°	61	53,1	14,9
	84	1,64	5,4	0,156	0,5	0,688	0,65	1,14	16°	—4°	22°30′	10°	46	45,64	0,79
	85	1,78	5,4	0,156	0,5	0,688	0,65	1,18	20°	—4°	27°	12°	44	45	2,22
	86	1,96	5,4	0,156	0,5	0,688	0,65	1,22	24°	—4°	32°15′	14°	46	47,1	2,34
	87	2,14	5,4	0,156	0,5	0,688	0,65	1,25	28°	—4°	37°	16°	52	50,3	3,38
	88	2,3	5,4	0,156	0,5	0,688	0,65	1,29	32°	—4°	40°10′	18°	58	52,5	10,5
	89	1,47	5,4	0,156	0,5	0,688	0,72	1,14	16°	+4°	17°15′	6°	51	49,56	2,9
	90	1,65	5,4	0,156	0,5	0,688	0,72	1,18	20°	+4°	23°	8°	46	45,17	1,84
	91	1,79	5,4	0,156	0,5	0,688	0,72	1,22	24°	+4°	27°20′	10°	44	45,2	2,66
[Л. 41]	92	1,91	5,4	0,156	0,5	0,688	0,72	1,25	28°	+4°	30°40′	12°	48	46,3	4,96
	93	2,11	5,4	0,156	0,5	0,688	0,72	1,29	32°	+4°	36°	14°	53	49,4	7,3
	94	1,23	5,4	0,156	0,5	0,688	0,79	1,14	16°	12°	9°	2°	65	66,5	2,26
	95	1,4	5,4	0,156	0,5	0,688	0,79	1,18	20°	12°	10°30′	4°	54	52,38	3,1
	96	1,58	5,4	0,156	0,5	0,688	0,79	1,22	24°	12°	21°	6°	47	46,2	2,6
	97	1,76	5,4	0,156	0,5	0,688	0,79	1,25	28°	12°	26°10′	8°	46	44,95	2,34
	98	1,95	5,4	0,156	0,5	0,688	0,79	1,29	32°	12°	32°10′	10°	48	47	2,13
	99	1,14	5,4	0,156	0,5	0,688	0,83	1,14	16°	16°	5°46′	10°	77	77,15	0,195
	100	1,28	5,4	0,156	0,5	0,688	0,83	1,18	20°	16°	10°40′	2°	61	61,82	1,33
	101	1,46	5,4	0,156	0,5	0,688	0,83	1,22	24°	16°	17°10′	4°	50	50,3	0,6
	102	1,65	5,4	0,156	0,5	0,688	0,83	1,25	28°	16°	23°15′	6°	47	45,18	4,04
	103	1,84	5,4	0,156	0,5	0,688	0,83	1,29	32°	16°	28°40′	8°	46	45,5	1,1
	104	1,28	5,4	0,156	0,5	0,688	0,9	1,22	24°	24°	10°40′	0°	68	61,82	10

Продолжение табл. П-2

Автор	№ п/п.	n	$\frac{D_{1ср}}{l}$	$\overline{l}$	$\overline{L}$	$\overline{d_1}$	$\overline{d_2}$	$\overline{D_2}$	α_1	α_2	$\alpha_э$	θ	$\zeta_{п.экс}$	[Л. 54] $\zeta_{п.расч}$	$\Delta\zeta_п$, %
[Л. 41]	105	1,42	5,4	0,156	0,5	0,688	0,9	1,25	28°	24°	15°40′	2°	66	61,95	7,8
	106	1,62	5,4	0,688	0,5	0,688	0,9	1,29	32°	24°	22°10′	4°	48	45,6	5,5
	107	1,34	5,4	0,156	0,5	0,688	0,76	1,14	16°	8°	13°10′	4°	57	56,86	0,25
	108	1,52	5,4	0,156	0,5	0,688	0,76	1,18	20°	8°	19°	6°	49	47,92	2,25
	109	1,66	5,4	0,156	0,5	0,688	0,76	1,22	24°	8°	23°40′	8°	44	45,44	3,17
	110	1,85	5,4	0,156	0,5	0,688	0,76	1,25	28°	8°	29°	10°	46	45,75	0,55
	111	2,03	5,4	0,256	0,5	0,688	0,76	1,29	32°	8°	34°	12°	51	48,2	5,8
[Л. 137]	112	3,19	6,95	0,126	2,48	0,75	0,475	1,275	6°	—6°	12°	6°	22	18,35	19,9
	113	3,19	6,95	0,126	1,93	0,75	0,475	1,275	8°	—8°	15°20′	8°	22	22,61	2,7
	114	3,19	6,95	0,126	1,53	0,75	0,475	1,275	10°	—10°	19°10′	10°	24,5	28,75	14,8
	115	3,19	6,95	0,126	1,28	0,75	0,475	1,275	12°	—12°	22°40′	12°	27	34,9	22,6
	116	3,19	6,95	0,126	1,08	0,75	0,475	1,275	14°	—14°	27°	14°	30,7	43,45	29,4
	117	3,19	6,95	0,126	0,97	0,75	0,475	1,275	16°	—16°	29°50′	16°	35	48,15	27,4
[Л. 3]	118	1,353	3,44	0,225	0,735	0,55	0,55	1,12	9°	0°	10°36′	4°30′	57,5	55,65	3,33
	119	1,377	3,44	0,225	0,735	0,55	0,55	1,16	12°	0°	11°12′	6°	51	53,87	5,32
	120	1,656	3,44	0,225	0,735	0,55	0,55	1,2	16°	0°	11°20′	8°	40	42,3	5,43
	121	1,844	3,44	0,225	0,735	0,55	0,55	1,26	20°	0°	23°06′	0°	31	41	24,4
	122	2,045	3,44	0,225	0,735	0,55	0,55	1,31	24°	0°	27°24′	12°	30	42,9	30
	123	2,24	3,44	0,225	0,735	0,55	0,55	1,36	28°	0°	31°42′	14°	32	46,7	31,5
	124	2,47	3,44	0,225	0,735	0,55	0,55	1,42	32°	0°	35°48′	16°	41	50,5	18,8
	125	1,384	4	0,2	0,735	0,6	0,6	1,12	9°	0°	11°18′	4°30′	55	53,4	3,0
	126	1,41	4	0,2	0,735	0,6	0,6	1,16	12°	0°	12°12′	6°	49	51,8	5,4
	127	1,715	4	0,2	0,735	0,6	0,6	1,2	16°	0°	20°36′	8°	39	41,8	6,7
	128	1,92	4	0,2	0,735	0,6	0,6	1,26	20°	0°	24°36′	10°	35	40,8	14,2
	129	2,14	4	0,2	0,735	0,6	0,6	1,31	24°	0°	29°36′	12°	35	44,6	21,5

Продолжение табл. П-2

Автор	№ п/п.	n	$\frac{D_{1ср}}{l}$	$\overline{l}$	$\overline{L}$	$\overline{d_1}$	$\overline{d_2}$	$\overline{D_2}$	α_1	α_2	$\alpha_э$	θ	$\zeta_{п.экс}$	[Л. 54] $\zeta_{п.расч}$	$\Delta\zeta_п$, %
[Л. 3]	130	2,36	4	0,2	0,735	0,6	0,6	1,36	28°	0°	33°42′	14°	37,5	48,5	22,7
	131	2,6	4	0,2	0,735	0,6	0,6	1,42	32°	0°	38°12′	16°	42	53,5	21,5
	132	1,458	5,25	0,16	0,735	0,68	0,68	1,12	9°	0°	13°20′	4°30′	52	49,1	5,9
	133	1,49	5,25	0,16	0,735	0,68	0,68	1,16	12°	0°	14°20′	6°	45	47,6	5,47
	134	1,85	5,25	0,16	0,735	0,68	0,68	1,2	16°	0°	23°	8°	39	40,9	4,65
	135	2,095	5,25	0,16	0,735	0,68	0,68	1,26	20°	0°	28°20′	10°	34	43,6	22
	136	2,355	5,25	0,16	0,735	0,68	0,68	1,31	24°	0°	33°36′	12°	37,5	48,1	22
	137	2,62	5,25	0,16	0,735	0,68	0,68	1,136	28°	0°	38°48′	14°	41	53,9	24
	138	2,91	5,25	0,16	0,735	0,68	0,68	1,42	32°	0°	43°36′	16°	48	—	—
	139	1,592	7	0,125	0,735	0,75	0,75	1,12	9°	0°	16°12′	4°30′	48	44,9	6,9
	140	1,6	7	0,125	0,735	0,75	0,75	1,16	12°	0°	17°	6°	42,5	43,8	2,16
	141	2,045	7	0,125	0,735	0,75	0,75	1,2	16°	0°	27°24′	8°	38	43	11,5
	142	2,045	7	0,125	0,735	0,75	0,75	1,26	20°	0°	33°25′	10°	38	48,2	21,2
	143	2,66	7	0,125	0,735	0,75	0,75	1,31	24°	0°	39°18′	12°	45	55,1	18,4
	144	2,99	7	0,125	0,735	0,75	0,75	1,36	28°	0°	44°54′	14°	50	—	—
	145	3,34	7	0,125	0,735	0,75	0,75	1,42	32°	0°	50°12′	16°	60	—	—
	146	1,885	9	0,1	0,735	0,8	0,8	1,12	9°	0°	23°54′	4°30′	47	40,8	15,2
	147	1,945	9	0,1	0,735	0,8	0,8	1,16	12°	0°	23°15′	6°	40	41,3	3,15
	148	3,11	9	0,1	0,735	0,8	0,8	1,26	20°	0°	46°50′	10°	48	—	—
	149	4,14	9	0,1	0,735	0,8	0,8	1,36	28°	0°	60°40′	14°	62,5	—	—
	150	4,69	9	0,1	0,735	0,8	0,8	1,42	32°	0°	66°42′	16°	72	—	—
[Л. 1]	151	2	3,44	0,225	1,72	0,55	0,55	1,303	10°	0°	11°30′	5°	29,5	29,5	0
	152	2	3,44	0,225	0,85	0,55	0,55	1,303	20°	0°	23°	10°	31,5	38,75	18,7

Продолжение табл. П-2

Автор	№ п/п.	n	$\frac{D_{1ср}}{l}$	$\overline{l}$	$\overline{L}$	$\overline{d}_1$	$\overline{d}_2$	$\overline{D}_2$	α_1	α_2	$\alpha_э$	θ	$\zeta_{п.экс}$	[Л. 54] $\zeta_{п.расч}$	$\Delta\zeta_п$, %
[Л. 1]	153	2	3,44	0,225	0,57	0,55	0,55	1,303	30°	0°	33°48′	15°	38,5	48	19,8
	154	2	3,44	0,225	0,43	0,55	0,55	1,303	40°	0°	43°48′	20°	54,25	—	—
	155	2	3,44	0,225	0,33	0,55	0,55	1,303	50°	0°	55°24′	25°	71,9	—	—
	156	2	3,44	0,225	0,26	0,55	0,55	1,303	60°	0°	67°16′	30°	83,9	—	—
	157	2	3,44	0,225	0,22	0,55	0,55	1,303	70°	0°	76°16′	35°	90,25	—	—
	158	2	3,44	0,225	0,18	0,55	0,55	1,303	80°	0°	87°36′	40°	92,5	—	—
	159	3,8	3,44	0,225	4,08	0,55	0,55	1,72	10°	0°	11°	5°	29,2	16,68	75
	160	3,8	3,44	0,225	2,0	0,55	0,55	1,72	20°	0°	22°24′	10°	32	35,63	10,2
	161	3,8	3,44	0,225	2,0	0,55	0,55	1,72	20°	0°	22°48′	15°	38,5	55,73	31
	162	3,8	3,44	0,225	1,0	0,55	0,55	1,72	40°	0°	43°12′	20°	53,4	—	—
	163	3,8	3,44	0,225	0,77	0,55	0,55	1,72	50°	0°	54°30′	25°	70,6	—	—
	164	3,8	3,44	0,225	0,62	0,55	0,55	1,72	60°	0°	65°14′	30°	82,3	—	—
	165	3,8	3,44	0,225	0,51	0,55	0,55	1,72	70°	0°	75°48′	35°	88,8	—	—
	166	3,8	3,44	0,225	0,43	0,55	0,55	1,72	80°	0°	85°12′	40°	91	—	—
	167	2	3,44	0,225	2,57	0,55	0,325	1,225	5°	—5°	7°40′	5°	28,75	28,25	1,77
	168	2	3,44	0,225	1,28	0,55	0,325	1,225	10°	—10°	15°24′	10°	28,8	32	10
	169	2	3,44	0,225	0,85	0,55	0,325	1,225	15°	—15°	23°	15°	31,5	38,75	18,7
	170	2	3,44	0,225	0,64	0,55	0,325	1,225	20°	—20°	30°12′	20°	37	45,5	18,7
	171	2	3,44	0,225	0,51	0,55	0,325	1,225	25°	—25°	37°36′	25°	43,75	50,2	17,8
	172	2	3,44	0,225	0,42	0,55	0,325	1,225	30°	—30°	44°48′	30°	52	—	—
	173	2	3,44	0,225	0,36	0,55	0,325	1,225	35°	—35°	51°24′	35°	58	—	—
	174	2	3,44	0,225	0,31	0,55	0,325	1,225	50°	—40°	58°20′	40°	62,5	—	—

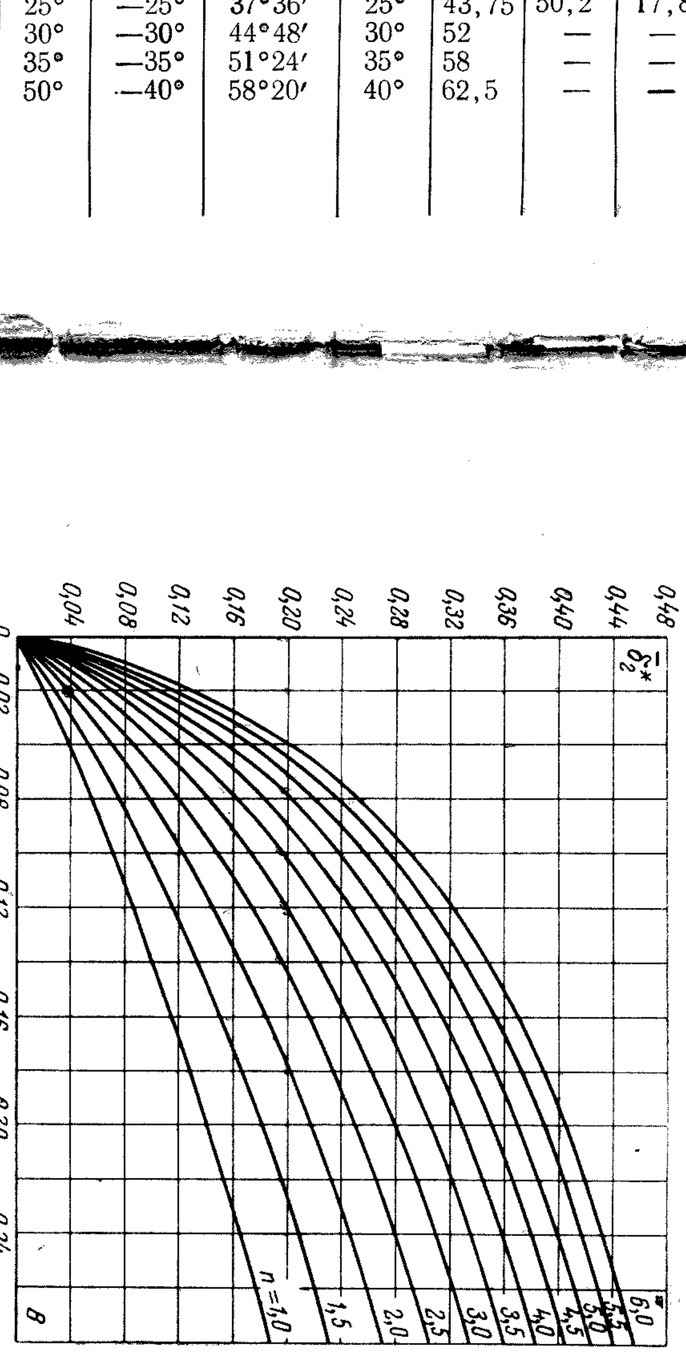
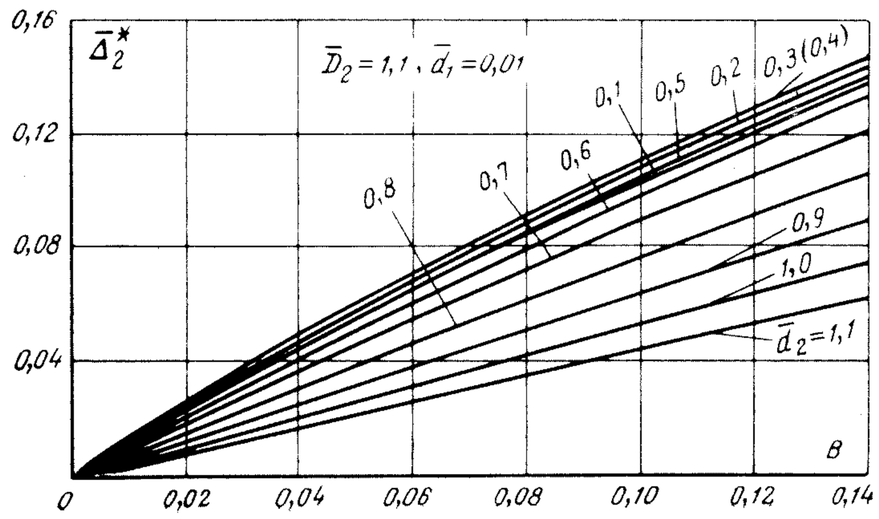


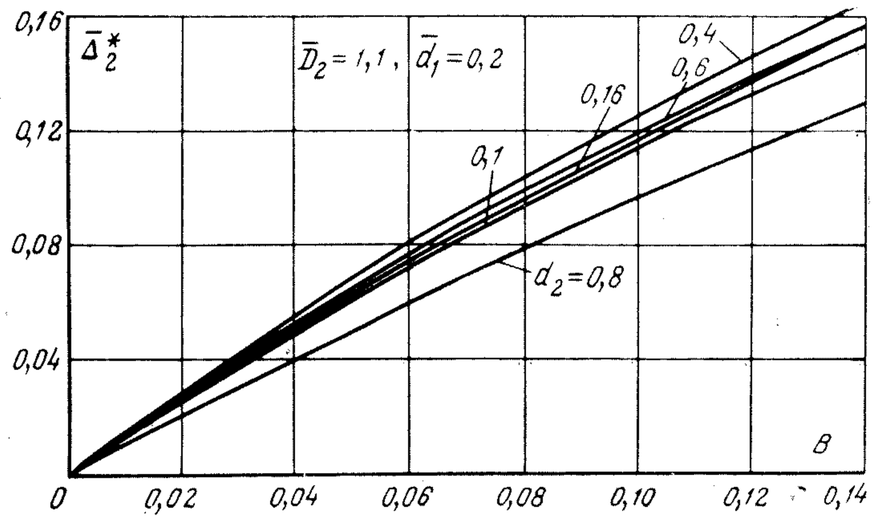
Рис. П-1. Номограмма для расчета $\overline{\delta}^*_2$ по формуле (3-15).

Рис. П-2. Номограмма для расчета $\overline{\Delta}^*_2$ по формуле (3-18).

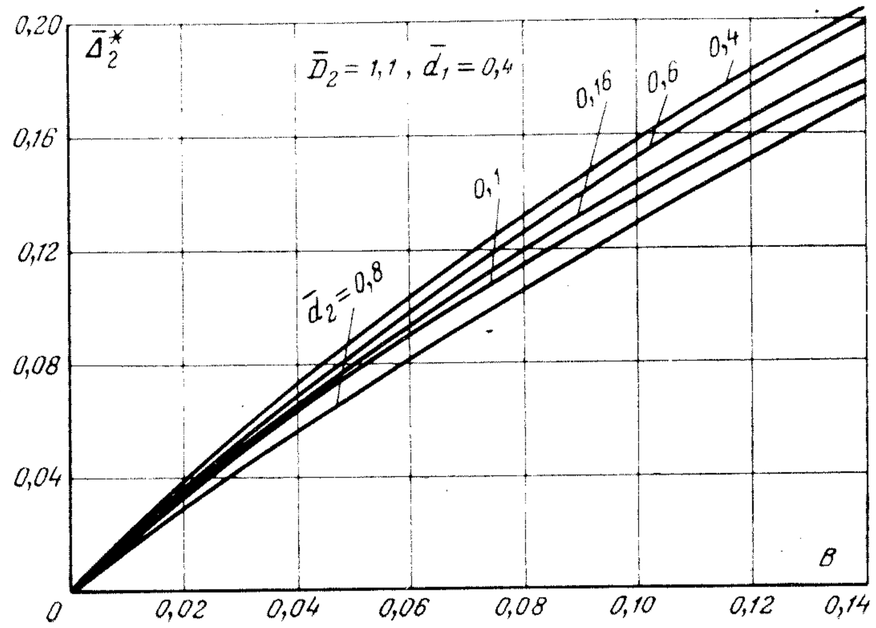
137—1

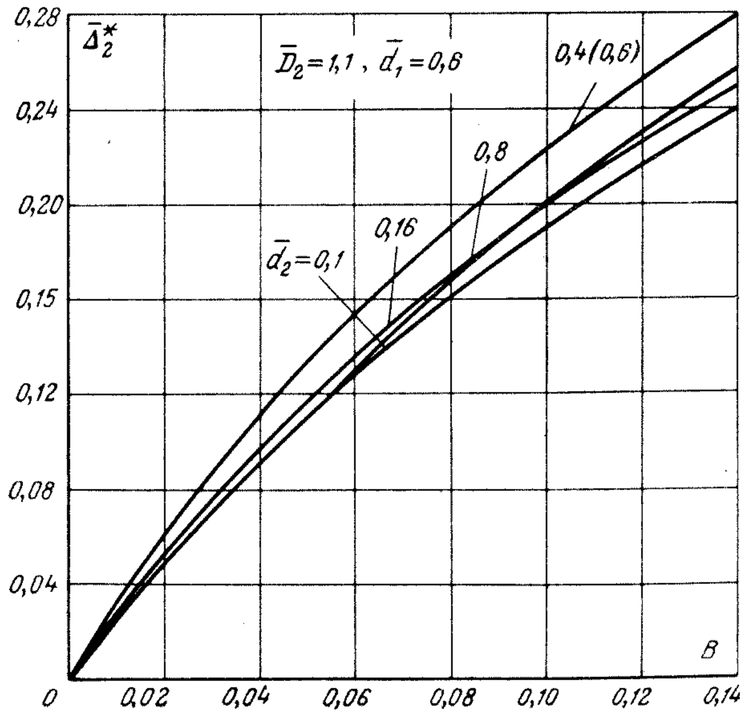
Рис. П-3. Номограммы для расчета Δ^*_2 по формуле (5-10).

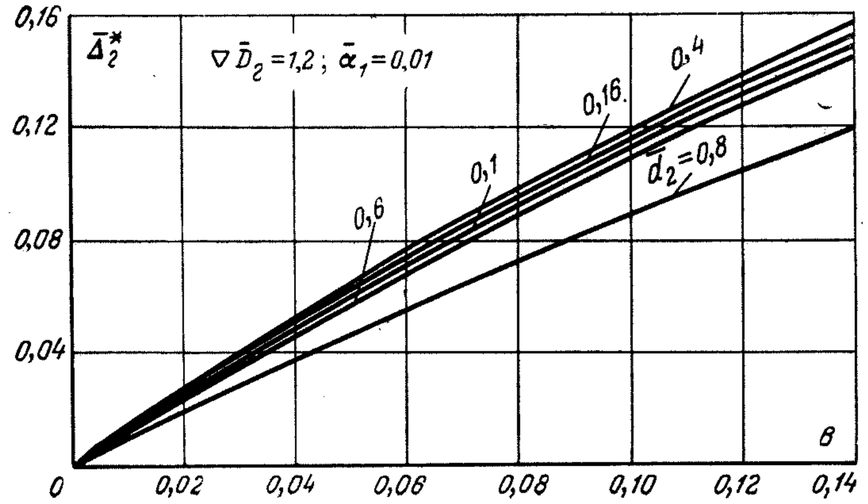


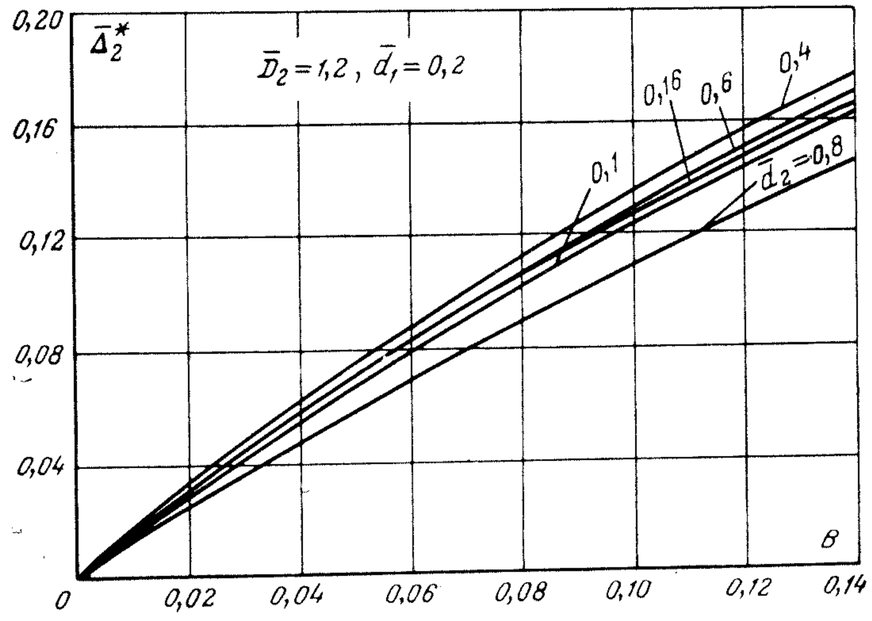


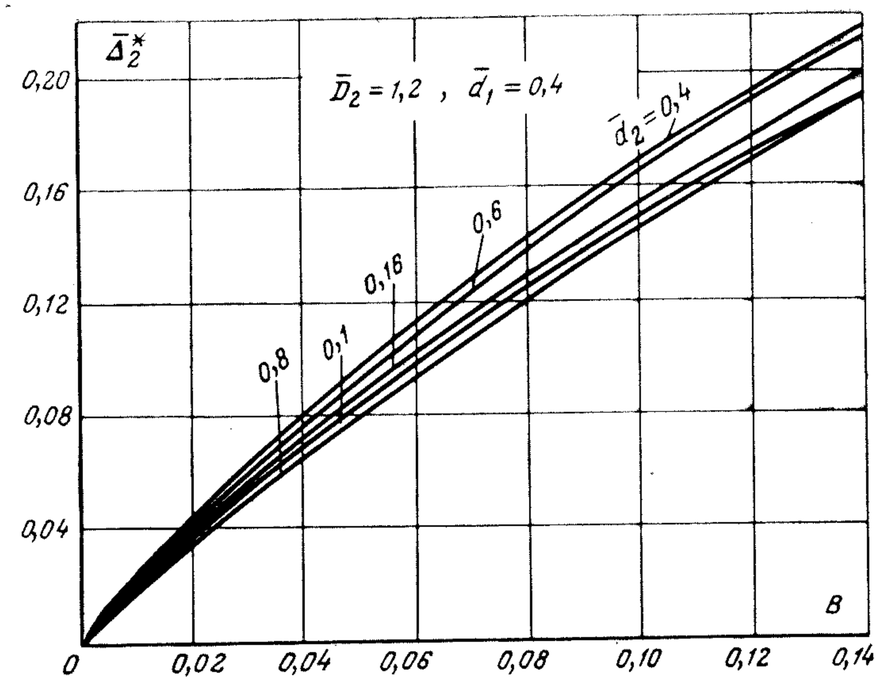
437—2

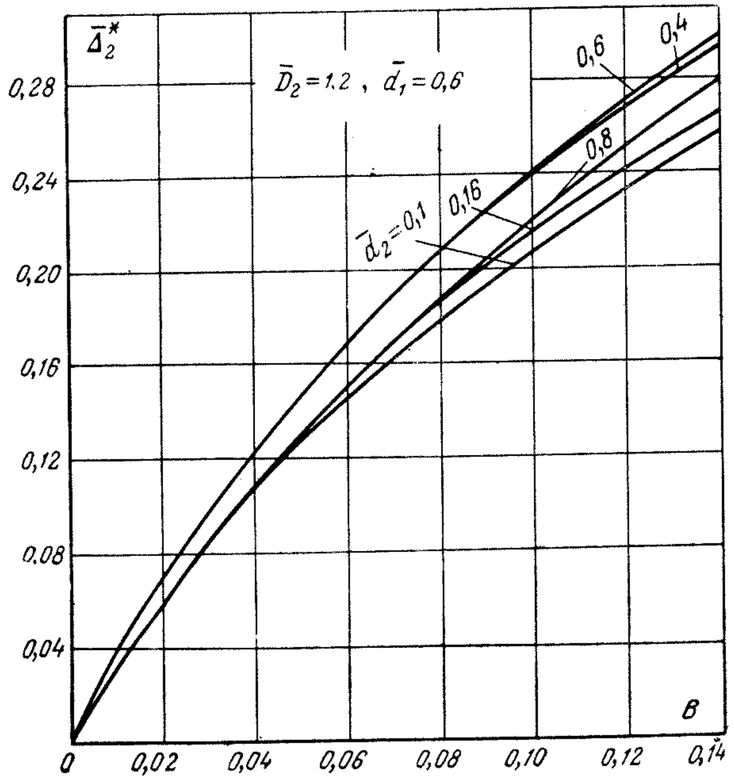


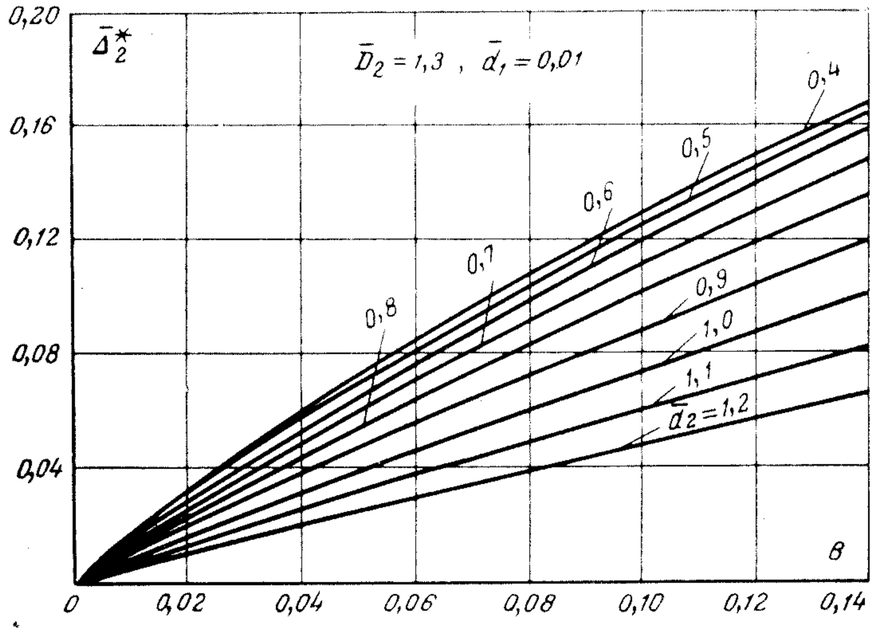


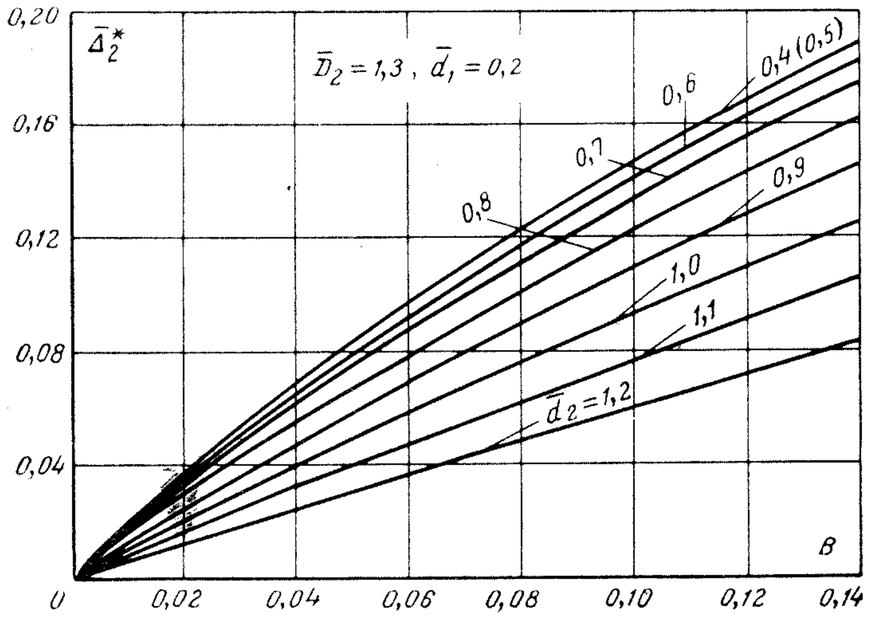

$\bar{\Delta}_2^*$
$\nabla \bar{D}_2 = 1{,}2$; $\bar{\alpha}_1 = 0{,}01$
0,16
0,12
0,08
0,04
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14
B
0,6
0,1
0,16
0,4
$\bar{d}_2 = 0{,}8$

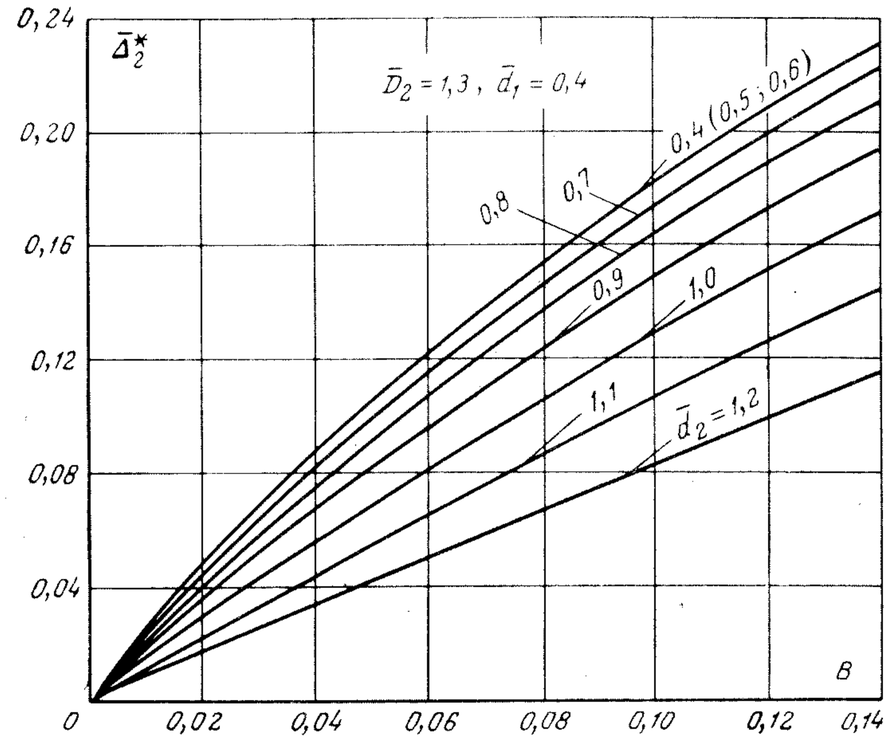

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}2$, $\bar{d}_1 = 0{,}2$
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14
B
0,1
0,16
0,6
0,4
$\bar{d}_2 = 0{,}8$

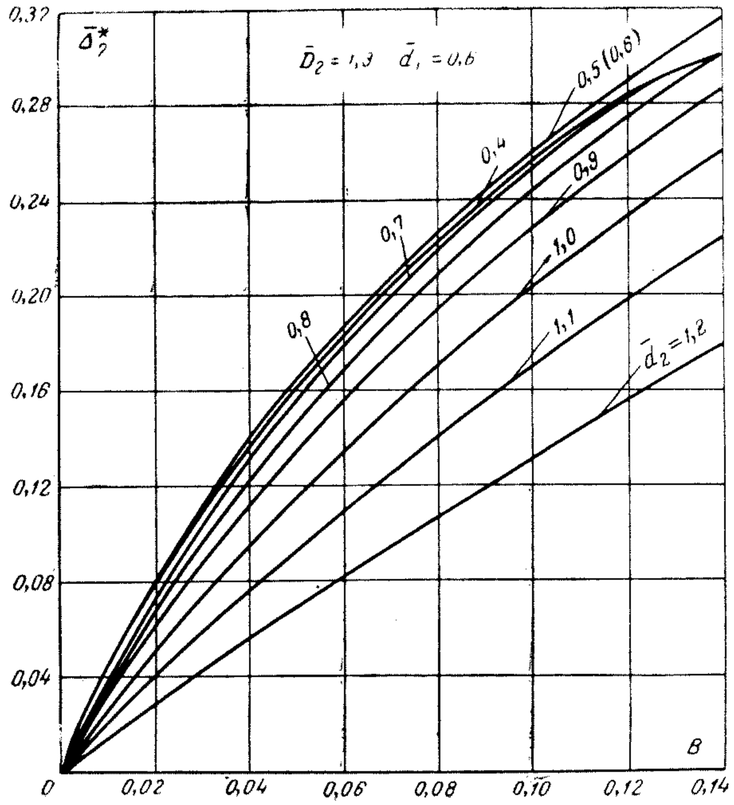

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}2$, $\bar{d}_1 = 0{,}4$
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14
B
0,8
0,1
0,16
0,6
$\bar{d}_2 = 0{,}4$

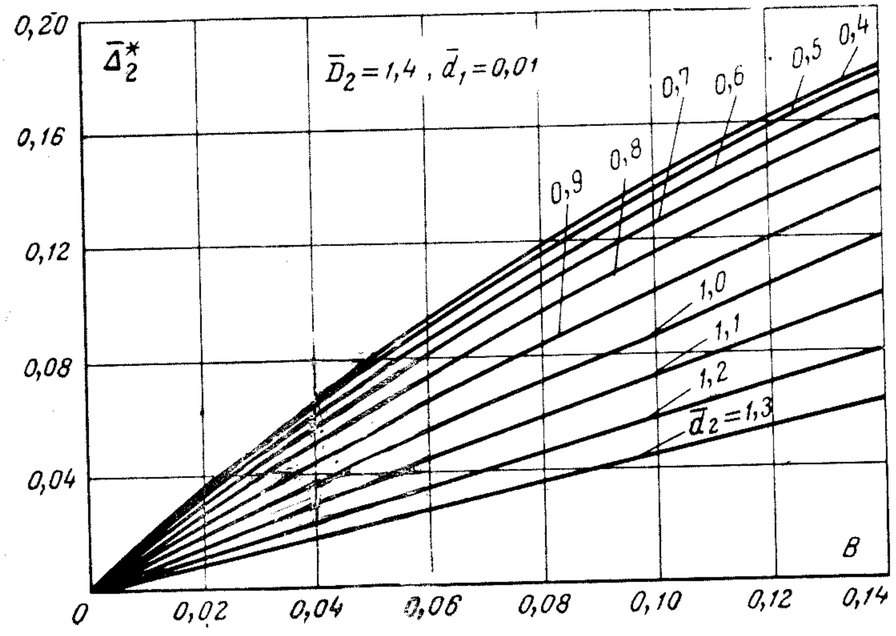

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1.2$, $\bar{d}_1 = 0{,}6$
0,28
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14
B
$\bar{d}_2 = 0{,}1$
0,16
0,8
0,6
0,4

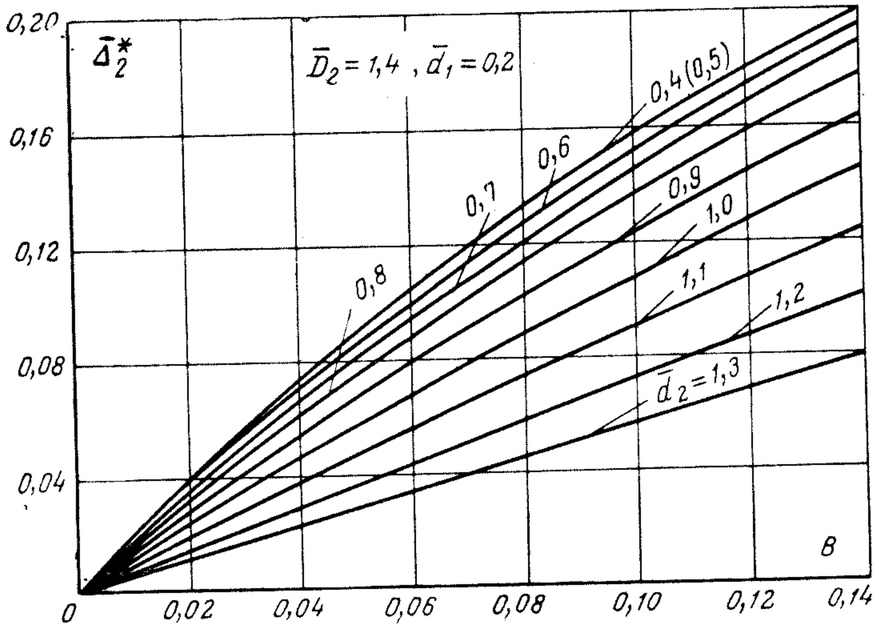

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}3$, $\bar{d}_1 = 0{,}01$
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0,4
0,5
0,6
0,7
0,8
0,9
1,0
1,1
$\bar{d}_2 = 1{,}2$
B
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

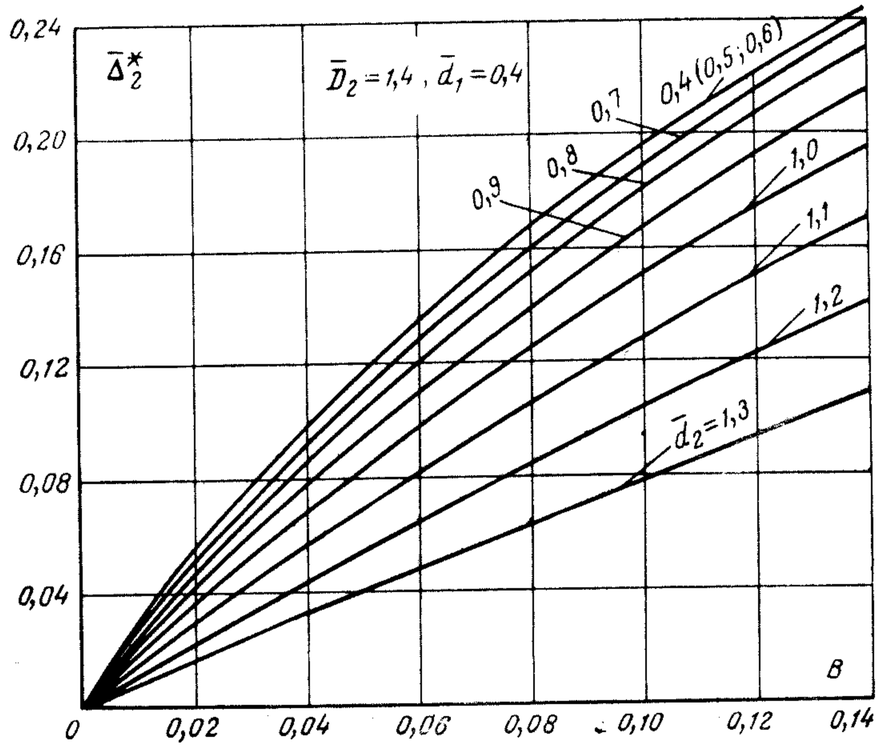

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}3$, $\bar{d}_1 = 0{,}2$
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0,4 (0,5)
0,6
0,7
0,8
0,9
1,0
1,1
$\bar{d}_2 = 1{,}2$
B
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

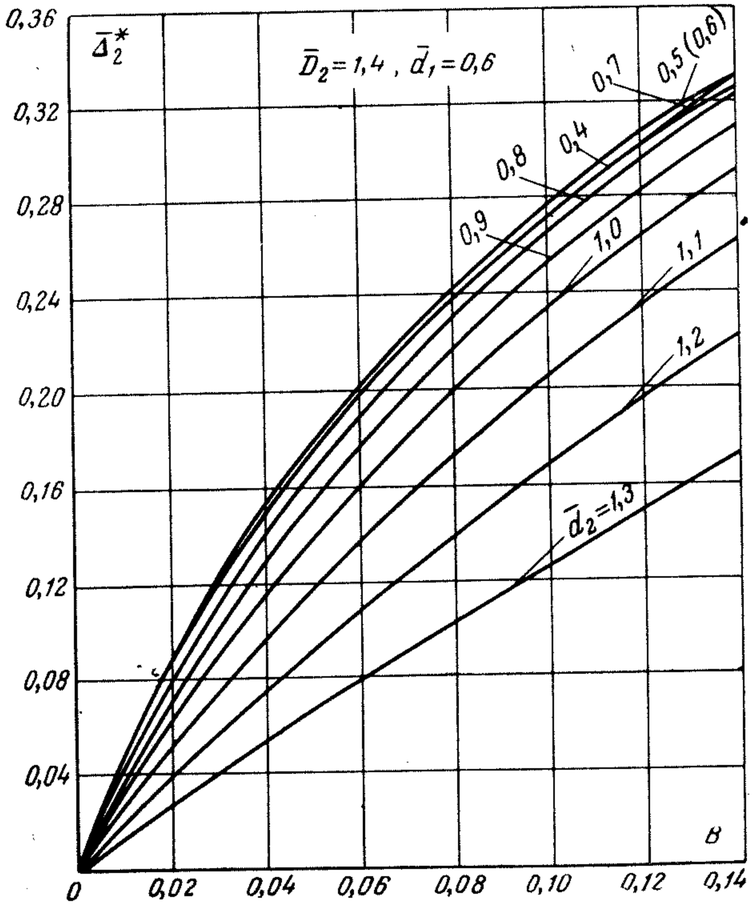

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}3$, $\bar{d}_1 = 0{,}4$
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0,4 (0,5 ; 0,6)
0,7
0,8
0,9
1,0
1,1
$\bar{d}_2 = 1{,}2$
B
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

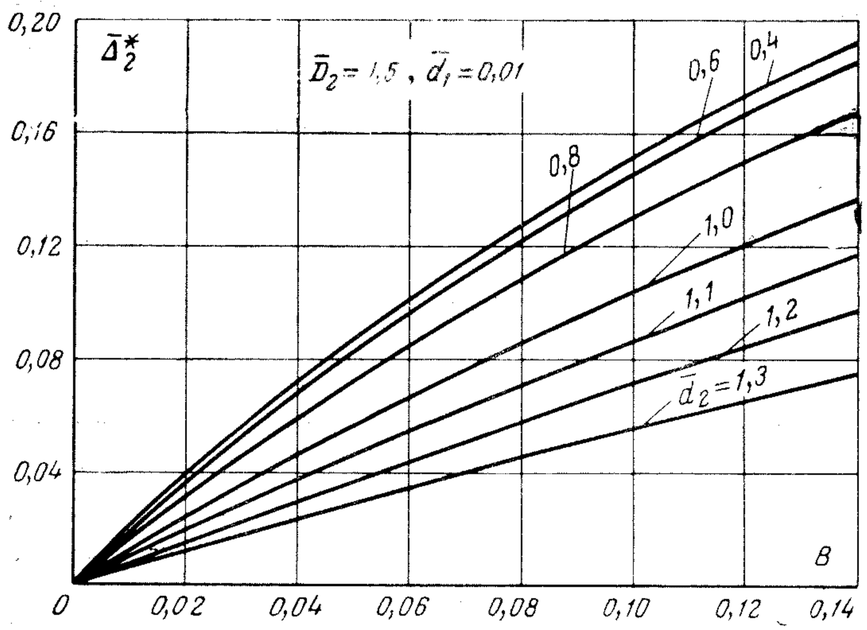

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}3$ $\bar{d}_1 = 0{,}6$
0,32
0,28
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0,5 (0,6)
0,4
0,7
0,8
0,9
1,0
1,1
$\bar{d}_2 = 1{,}2$
B
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

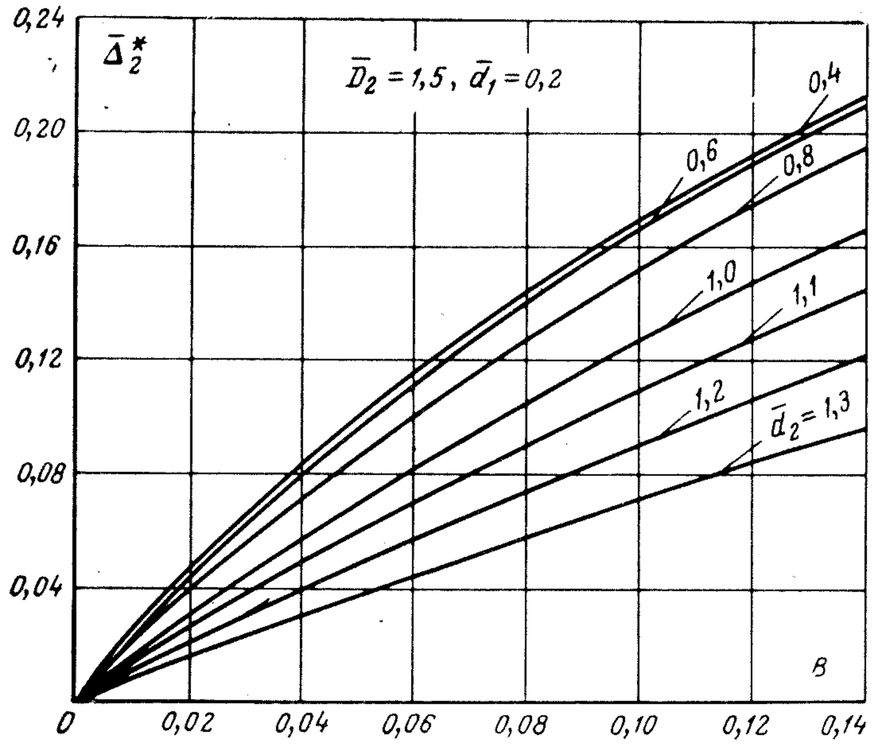

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}4$, $\bar{d}_1 = 0{,}01$
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0,7
0,6
0,5
0,4
0,9
0,8
1,0
1,1
1,2
$\bar{d}_2 = 1{,}3$
B
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

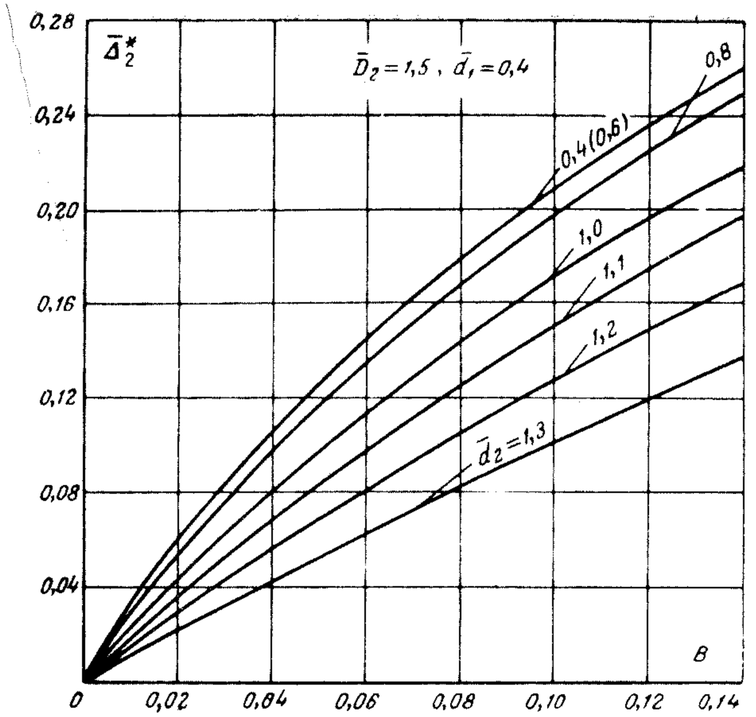

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}4$, $\bar{d}_1 = 0{,}2$
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0,4 (0,5)
0,6
0,7
0,8
0,9
1,0
1,1
1,2
$\bar{d}_2 = 1{,}3$
B
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

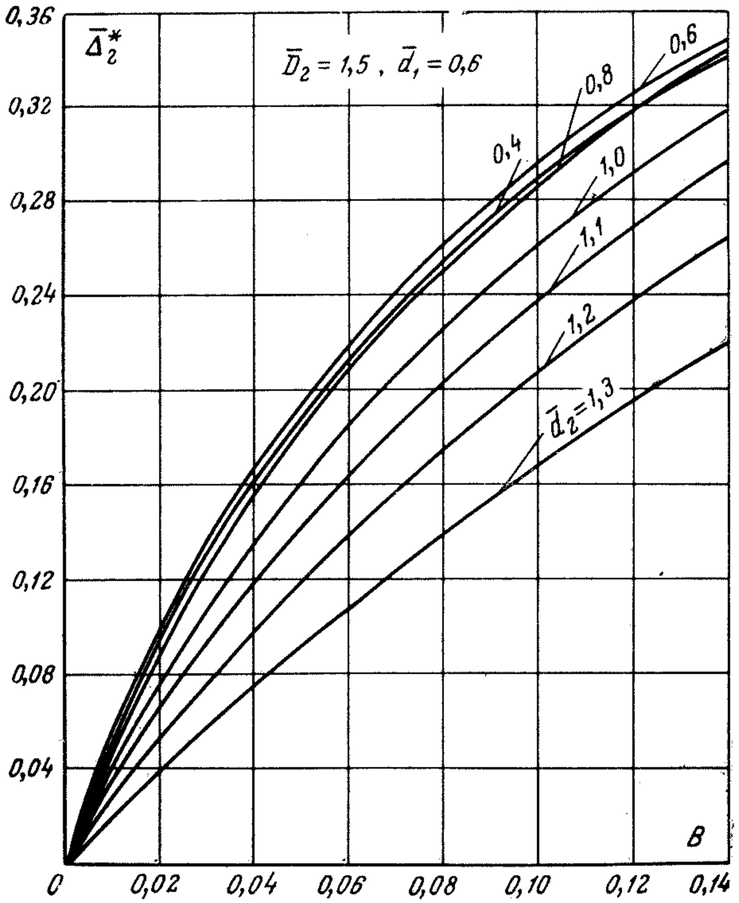

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}4$, $\bar{d}_1 = 0{,}4$
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0,4 (0,5; 0,6)
0,7
0,8
0,9
1,0
1,1
1,2
$\bar{d}_2 = 1{,}3$
B
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

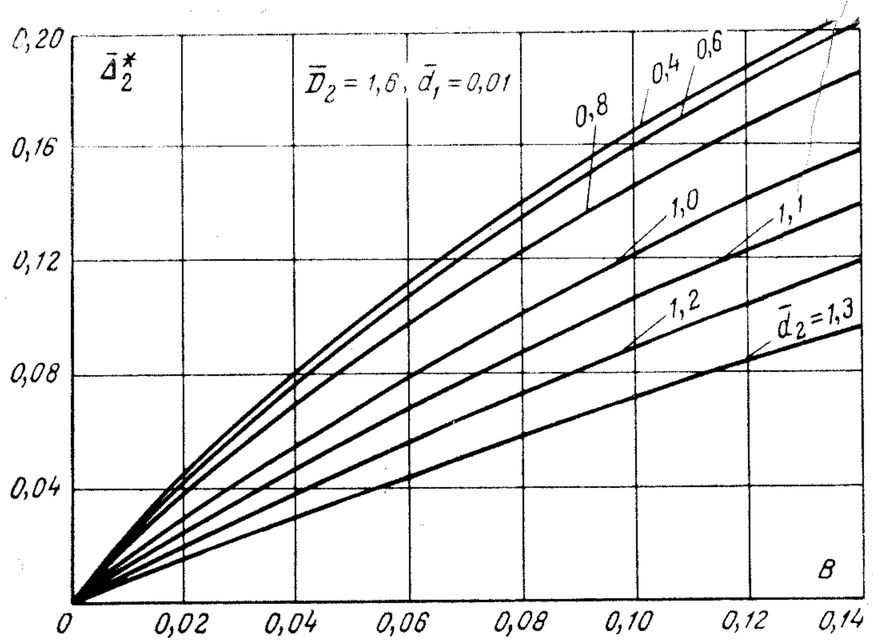

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}4$, $\bar{d}_1 = 0{,}6$
0,36
0,32
0,28
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0,5 (0,6)
0,7
0,4
0,8
0,9
1,0
1,1
1,2
$\bar{d}_2 = 1{,}3$
B
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

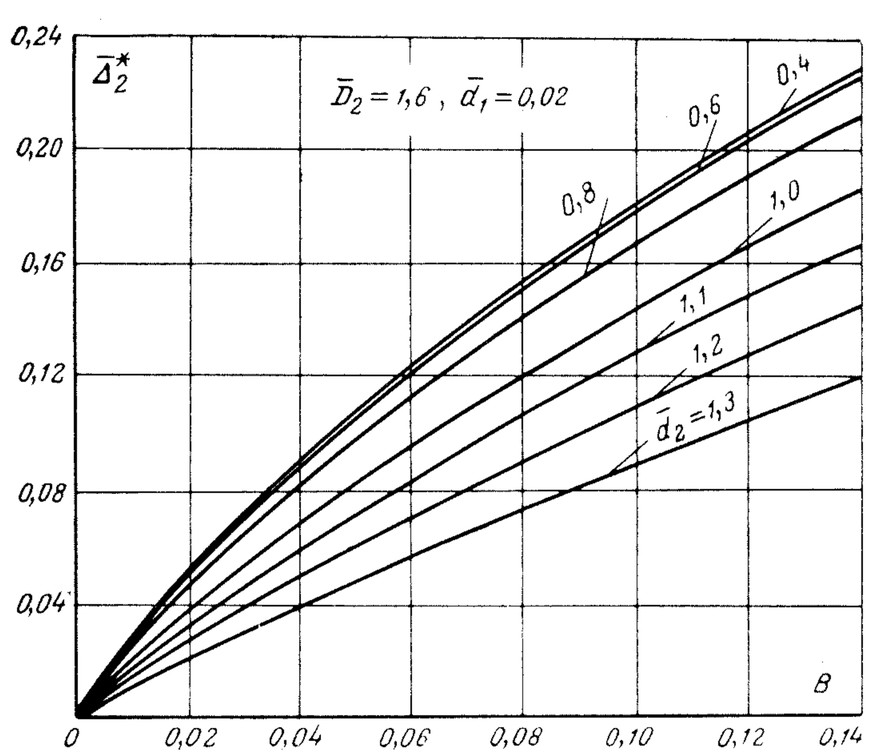

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1,5$, $\bar{d}_1 = 0,01$
0,6
0,4
0,8
1,0
1,1
1,2
$\bar{d}_2 = 1,3$
B
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

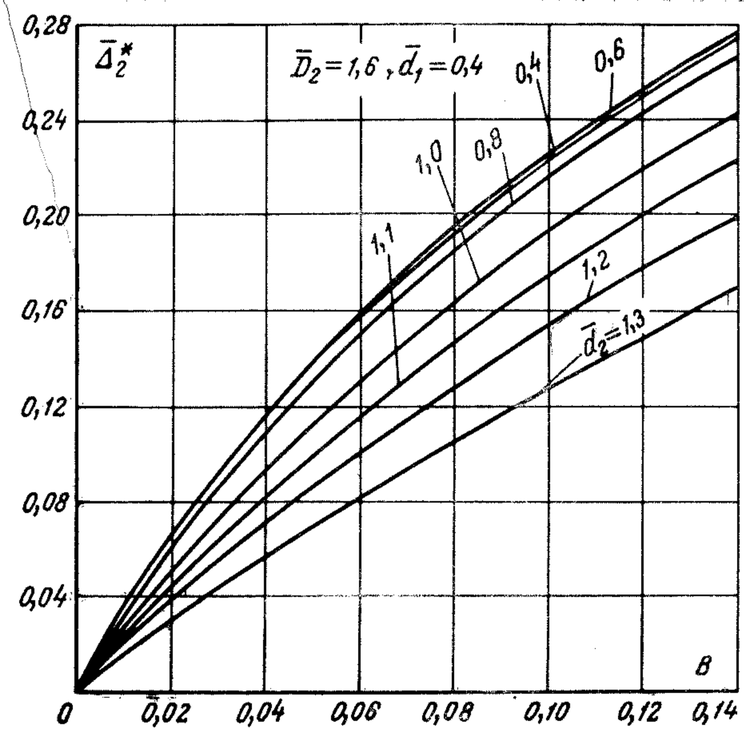

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1,5$, $\bar{d}_1 = 0,2$
0,4
0,6
0,8
1,0
1,1
1,2
$\bar{d}_2 = 1,3$
B
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

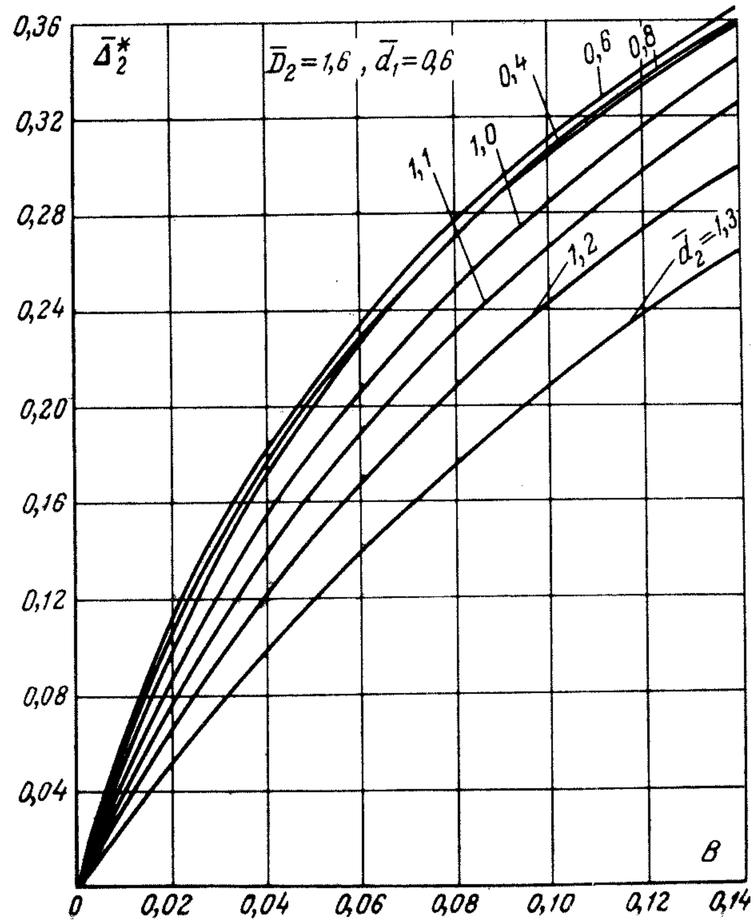

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1,5$, $\bar{d}_1 = 0,4$
0,8
0,4 (0,6)
1,0
1,1
1,2
$\bar{d}_2 = 1,3$
B
0,28
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

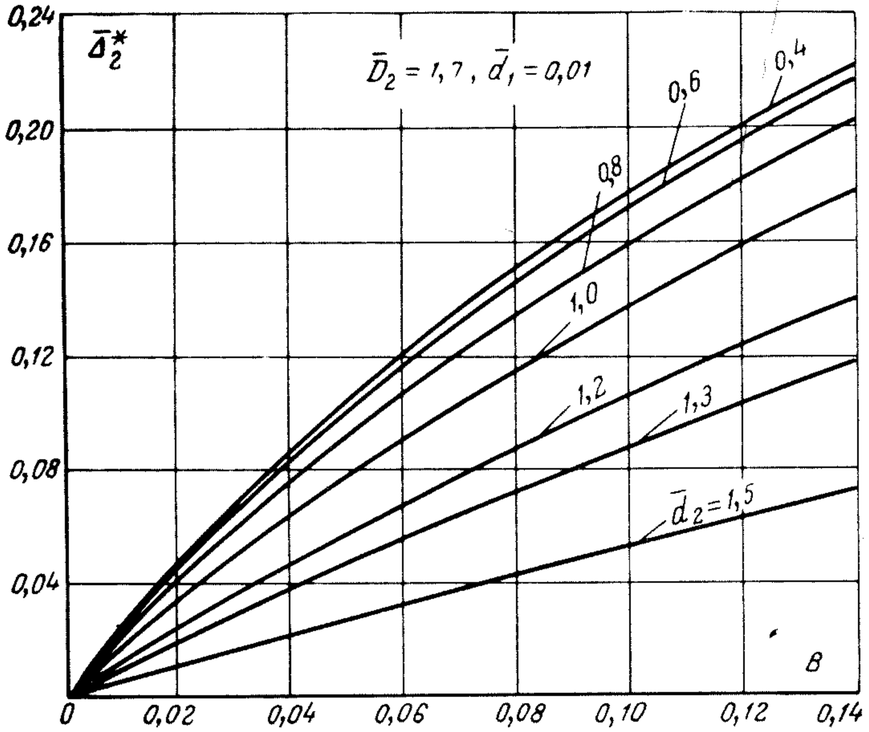

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1,5$, $\bar{d}_1 = 0,6$
0,6
0,8
0,4
1,0
1,1
1,2
$\bar{d}_2 = 1,3$
B
0,36
0,32
0,28
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

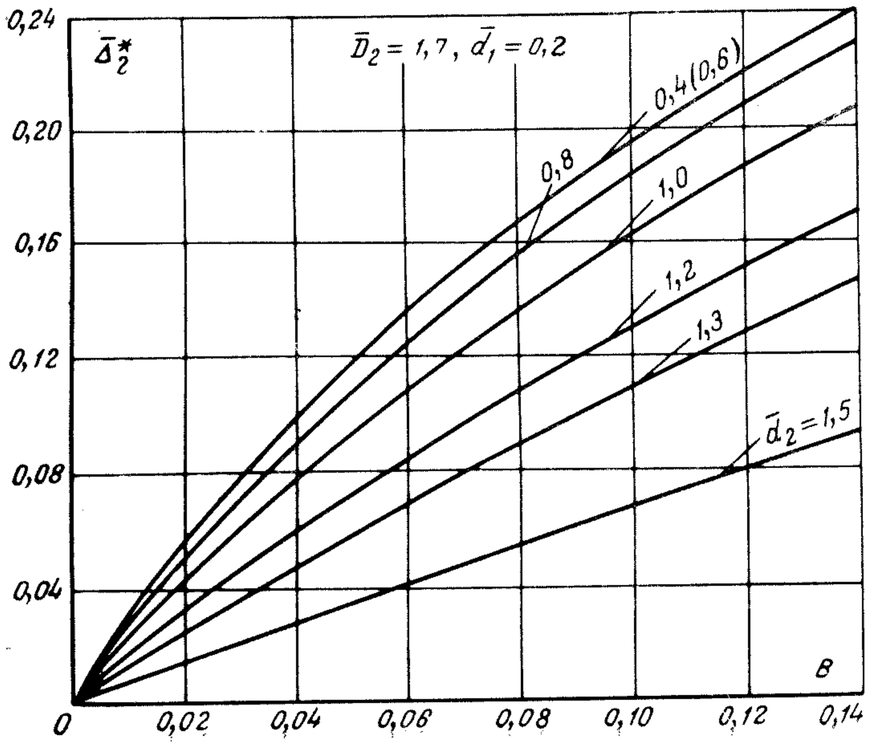

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}6$, $\bar{d}_1 = 0{,}01$
0,8
0,4
0,6
1,0
1,1
1,2
$\bar{d}_2 = 1{,}3$
B
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

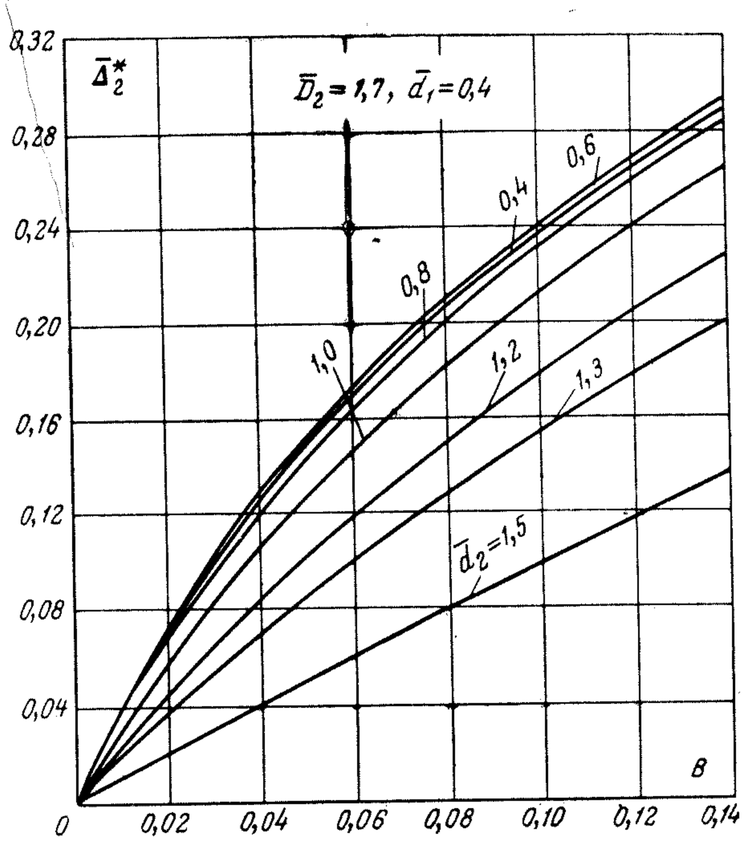

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}6$, $\bar{d}_1 = 0{,}02$
0,4
0,6
0,8
1,0
1,1
1,2
$\bar{d}_2 = 1{,}3$
B
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

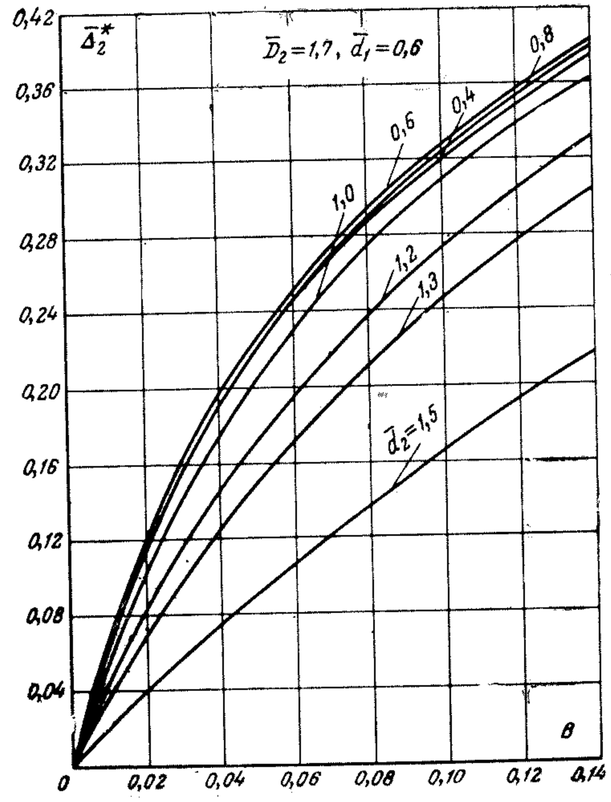

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}6$, $\bar{d}_1 = 0{,}4$
0,4
0,6
1,0
0,8
1,1
1,2
$\bar{d}_2 = 1{,}3$
B
0,28
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

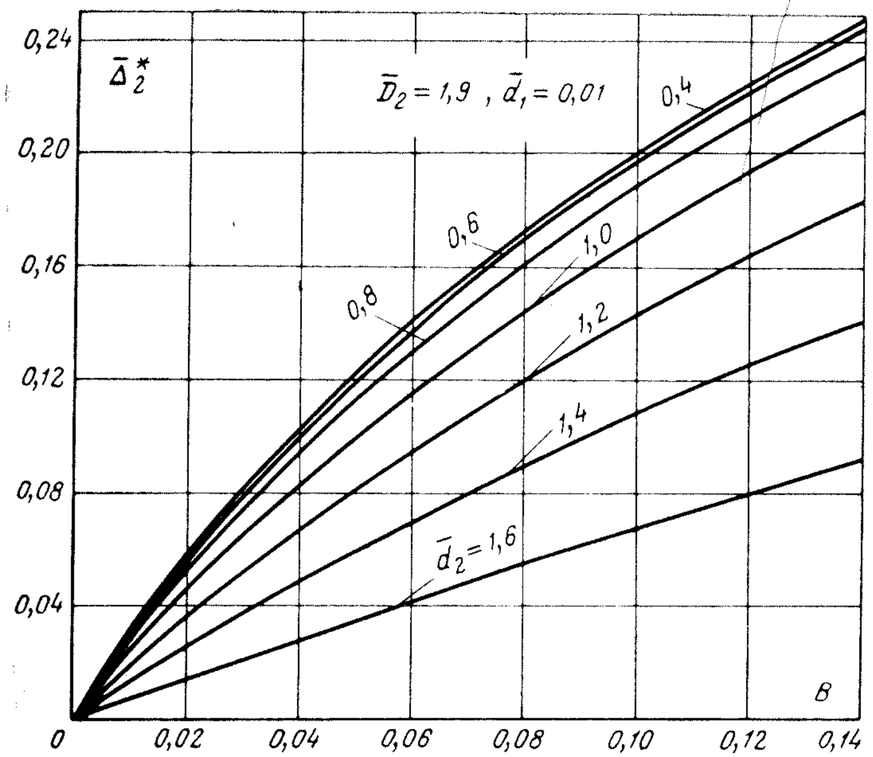

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}6$, $\bar{d}_1 = 0{,}6$
0,4
0,6
0,8
1,1
1,0
1,2
$\bar{d}_2 = 1{,}3$
B
0,36
0,32
0,28
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

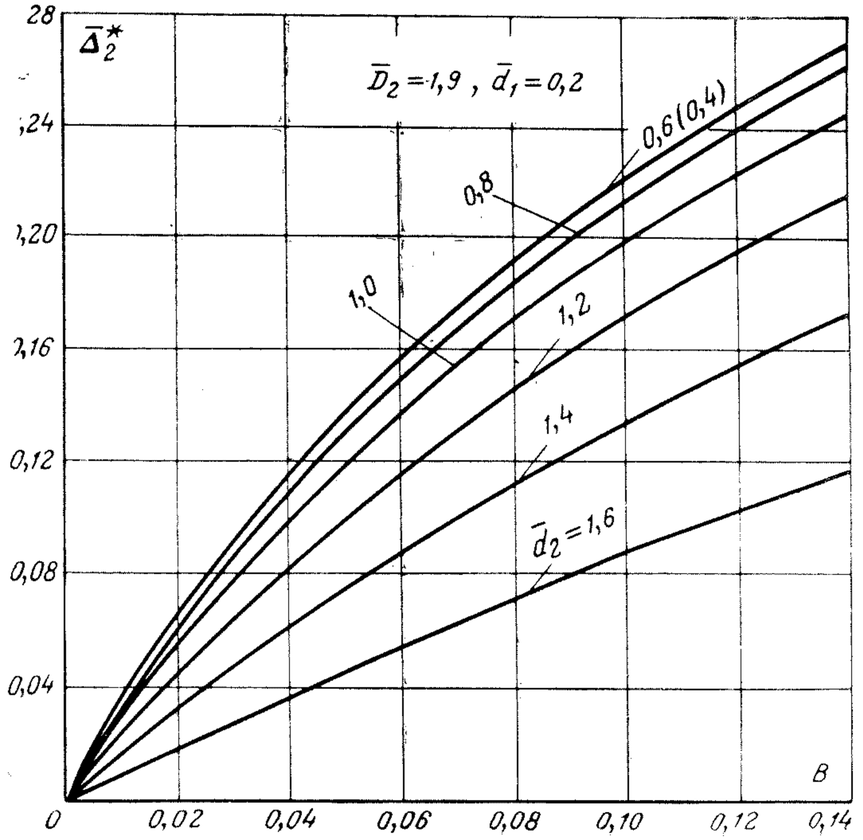

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1,7$, $\bar{d}_1 = 0,01$
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0,6
0,4
0,8
1,0
1,2
1,3
$\bar{d}_2 = 1,5$
B
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

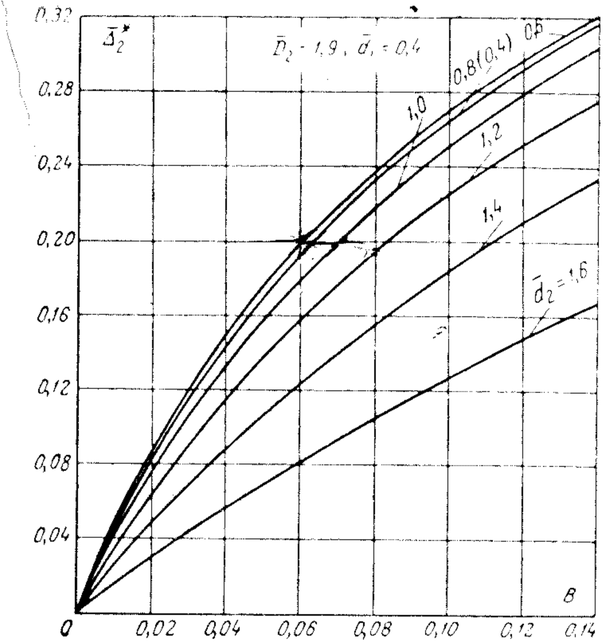

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1,7$, $\bar{d}_1 = 0,2$
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0,4 (0,6)
0,8
1,0
1,2
1,3
$\bar{d}_2 = 1,5$
B
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

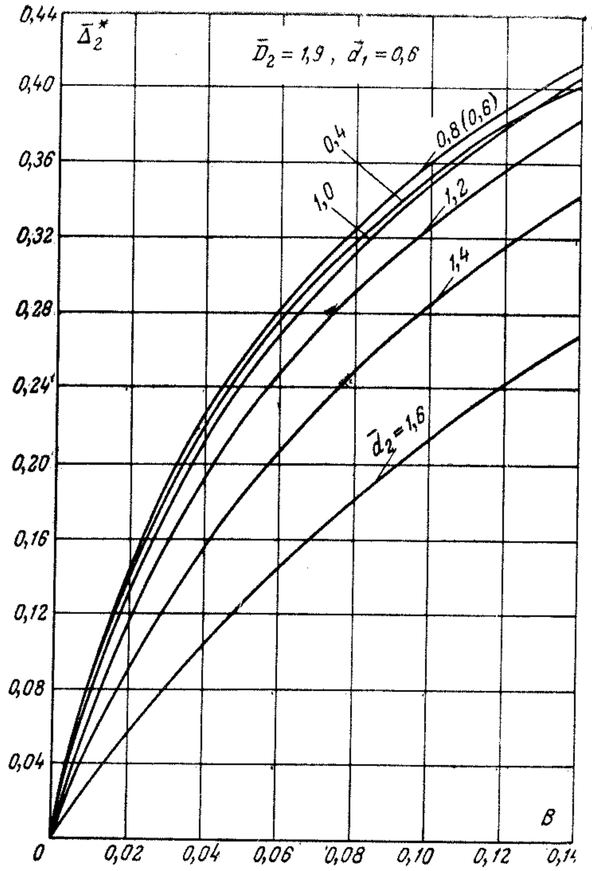

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1,7$, $\bar{d}_1 = 0,4$
0,32
0,28
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0,6
0,4
0,8
1,0
1,2
1,3
$\bar{d}_2 = 1,5$
B
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

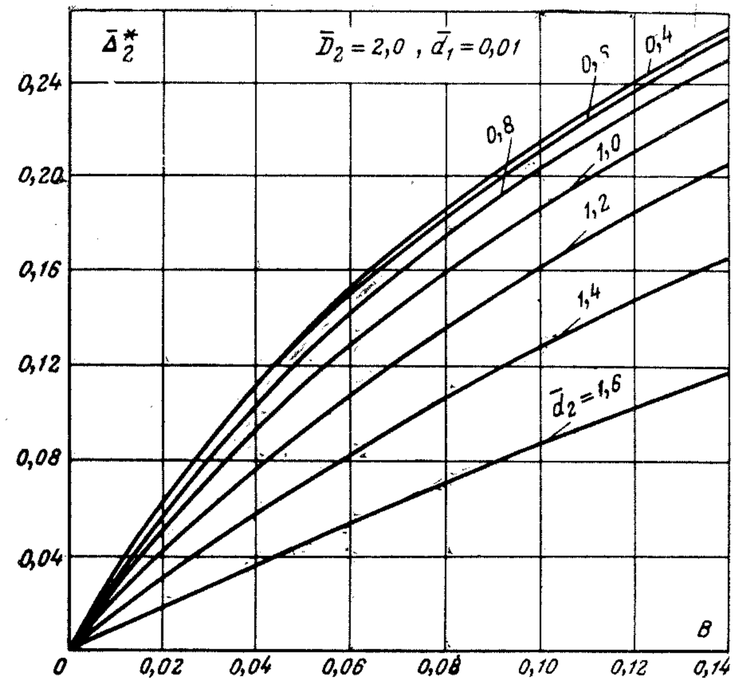

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1,7$, $\bar{d}_1 = 0,6$
0,42
0,36
0,32
0,28
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0,8
0,6
0,4
1,0
1,2
1,3
$\bar{d}_2 = 1,5$
B
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

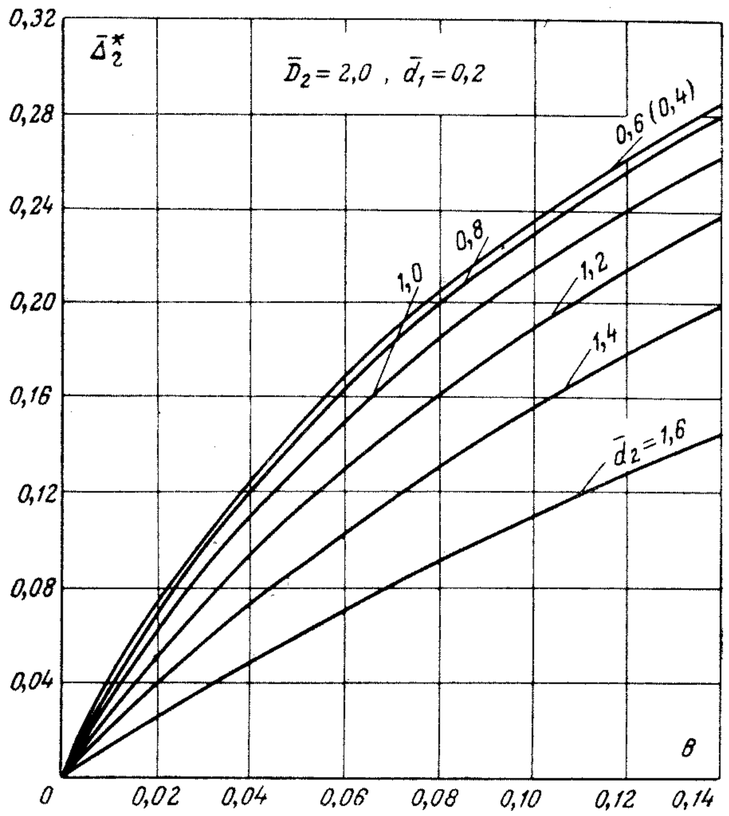

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}9$, $\bar{d}_1 = 0{,}01$
0,4
0,6
0,8
1,0
1,2
1,4
$\bar{d}_2 = 1{,}6$
B
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14

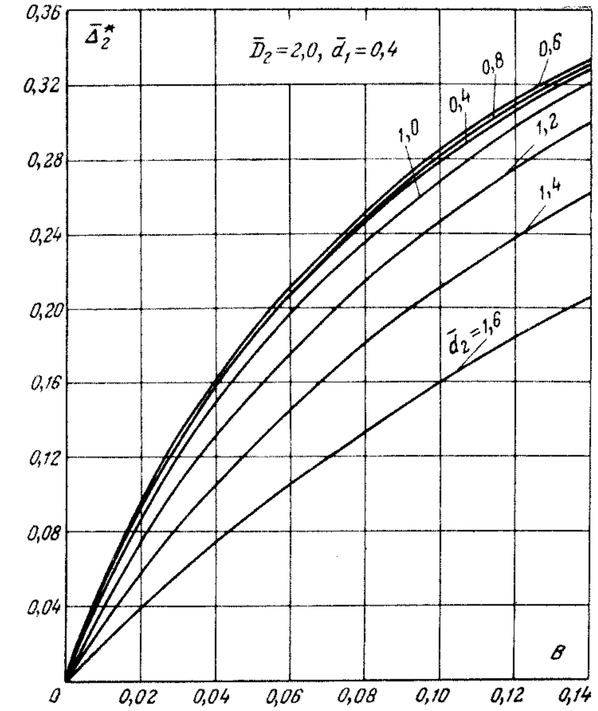

$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}9$, $\bar{d}_1 = 0{,}2$
0,6(0,4)
0,8
1,0
1,2
1,4
$\bar{d}_2 = 1{,}6$
B
28
,24
,20
,16
0,12
0,08
0,04
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14


$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}9$, $\bar{d}_1 = 0{,}4$
0,8(0,4)
1,0
1,2
1,4
$\bar{d}_2 = 1{,}6$
B
0,28
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12
0,14


$\bar{\Delta}_2^*$
$\bar{D}_2 = 1{,}9$, $\bar{d}_1 = 0{,}6$
0,4
0,8(0,6)
1,0
1,2
1,4
$\bar{d}_2 = 1{,}6$
B
0,44
0,40
0,36
0,32
0,28
0,24
0,20
0,16
0,12
0,08
0,04
0
0,02
0,04
0,06
0,08
0,10
0,12







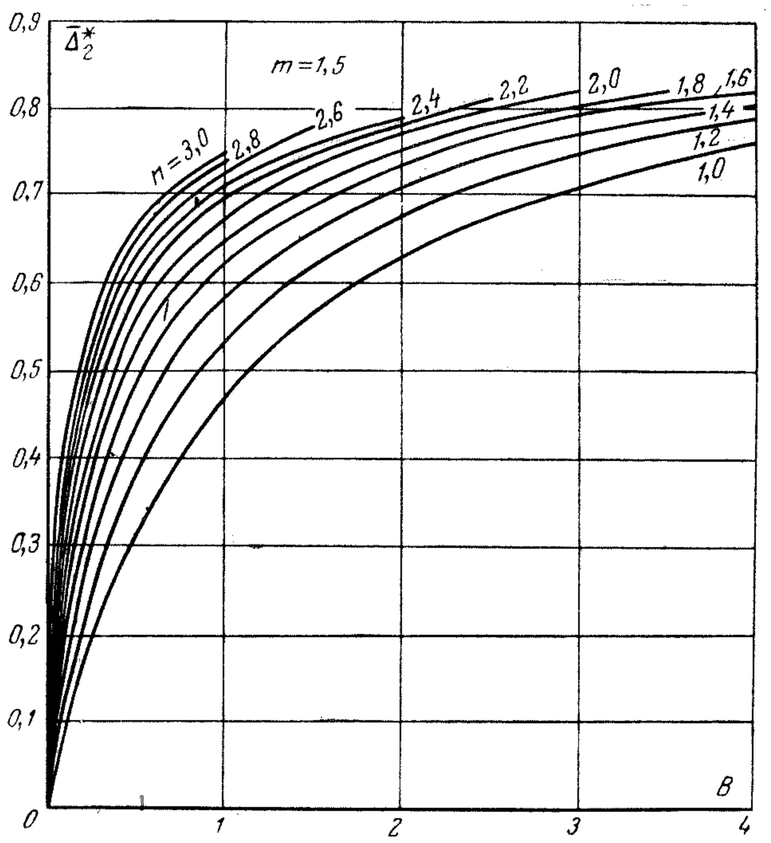


Рис. П-4. Номограмма для расчета $\bar{\Delta}^*_2$ по формуле (6-4).

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович С. Ф., Васильев Л. Г., Исследование кольцевых диффузоров судовых газотурбинных установок, «Судостроение», 1963, № 3.

2. Абрамович С. Ф., Самсонов Е. Ф., Исследование работы судовых турбин с диффузорами, «Судостроение», 1967, № 3.

3. Амелюшкин В. Н., Уманский М. П., Влияние закрутки потока на эффективность криволинейного диффузора, «Энергомашиностроение», 1963, № 12.

4. Бай Ши-й, Турбулентное течение жидкостей и газов, Изд-во иностр. лит., 1962.

5. Бам-Зеликович Г. М., Расчет отрыва пограничного слоя, Изв. АН СССР, ОТН, 1954, № 12.

6. Бекнев В. С., Расчет осесимметричного патрубка с кольцевыми разделительными лопатками, «Теплоэнергетика», 1967, № 4.

7. Биндлер И. А., Исследование кольцевых диффузоров с криволинейной осью, Автореферат диссертации, 1948.

8. Богомазов Р. Н., Дорфман Л. А., Из опыта исследования и отработки патрубков осевых турбомашин, «Энергомашиностроение», 1961, № 1.

9. Бушель А. Р., Исследование коротких радиальных и комбинированных диффузоров, «Промышленная аэродинамика», 1966, вып. 28.

10. Вирозуб И. Е., Дорфман А. Ш., Об оптимальной форме диффузора, «Теплоэнергетика», 1962, № 6.

11. Винник И. Д., Уманский М. П., Черников В. А., Некоторые результаты аэродинамического исследования выхлопного патрубка транспортного двигателя, «Энергомашиностроение», 1959, № 4.

12. Волкова Л. П., Юделович М. Я., Потери на удар в ступенчатых трубах при сверхзвуковых отношениях давлений, Изв. АН СССР, ОТН, 1958, № 4.

13. Врублевская В. А., О влиянии начальной степени турбулентности потока на характеристики направляющих и рабочих решеток турбин, «Теплоэнергетика», 1960, № 2.

14. Врублевская В. А., К вопросу о влиянии турбулентности внешнего потока на турбулентный пограничный слой, Изв. вузов, «Энергетика», 1960, № 7.

15. Ведерников А. И., Труды ЦАГИ, 1926, вып. 21.

16. Герман Г., Сверхзвуковые диффузоры, Изд-во иностр. лит., 1961.

17. Гиневский А. С., О расчете гидравлического сопротивления каналов, ИФЖ, 1965, № 4.

18. Гиневский А. С., Изв. АН СССР, ОТН, 1956, № 3.

19. Гиневский А. С., Расчет потерь в расширяющихся и суживающихся каналах, сб. «Промышленная аэродинамика», 1956, вып. 7.

20. Голубев В. В., Труды по аэродинамике. Гостехиздат, 1957.

21. Головина Л. Г., Влияние геометрических и режимных параметров на характеристики конических диффузоров, Автореферат диссертации, МЭИ, 1967.

22. Гуревич Д. В., Экспериментальное исследование диффузорных выпускных трактов вертолетных ТВД, сб. «Силовые установки вертолетов», Оборонгиз, 1959.

23. Гукасова Е. А., Жуковский М. И., Завадовский А. М., Зысина-Моложен Л. М., Скнарь И. А., Тырышкин В. Г., Аэродинамическое совершенствование лопаточных аппаратов паровых и газовых турбин, Госэнергоиздат. 1960.

24. Гуржиенко Е. А., Об установившемся турбулентном течении в конических диффузорах с малым углом раскрытия, Труды ЦАГИ, 1, 1939, вып. 462.

24а. Гухман А. А., Гандельсман А. Ф., Кацнельсон Г. Г., Кадер Б. А., Наурич А. Н., Усанов В. В., О влиянии больших отрицательных градиентов давления на структуру турбулентного потока, сб. «Тепло- и массоперенос», т. I, изд-во «Энергия», 1968.

25. Дейч М. Е., Техническая газодинамика, Госэнергоиздат, 1961.

26. Дейч М. Е., Самойлович Г. С., Основы аэродинамики осевых турбомашин, Машгиз, 1959.

27. Дейч М. Е., Трояновский Б. М., Исследование и расчет ступеней осевых турбин, Машгиз, 1964.

28. Дейч М. Е., Зарянкин А. Е., Зацепин М. Ф., Результаты испытаний выхлопных патрубков турбомашин с кольцевыми диффузорами, «Теплоэнергетика», 1965, № 5.

29. Дейч М. Е., Зарянкин А. Е., Зацепин М. Ф., Исследование выхлопных патрубков с косо срезанными диффузорами, «Теплоэнергетика», 1964, № 12.

29а. Дейч М. Е., Лазарев Л. Я., Исследование перехода турбулентного пограничного слоя в ламинарный, ИФЖ, 1964, № 4.

30. Дейч М. Е., Филиппов Г. А., Исследование ступеней турбин с кольцевыми диффузорами, «Теплоэнергетика», 1963, № 10.

31. Демидов С. А., Исследование течения и определение потерь полного давления в круглых, плоских и кольцевых диффузорах, Техн. отчет № 118, Институт имени Баранова, 1960.

32. Дементьев М. А., Чертков А. К., Гидромеханическое исследование вариантов выхлопного патрубка паровой турбины, «Котлотурбостроение», 1948, № 1.

33. Дорфман А. Ш., Сайковский М. И., Определение оптимальной формы диффузора с произвольной средней линией при отрывном течении, ИФЖ, 1963, № 12.

34. Дорфман А. Ш., Назарчук М. М., Польский Н. И., Сайковский М. И., Аэродинамика диффузоров и выхлопных патрубков турбомашин, Изд-во АН УССР, 1960.

35. Дорфман А. Ш., Назарчук М. М., Польский Н. И., Сайковский М. И., О расчете потерь в диффузорах, ИФЖ, 1965, № 4.

36. Дорфман А. Ш., Сайковский М. И., Диденко О. И., Степаненко А. П., Результаты аэродинамической отработки моделей патрубков газотурбинной установки ГТ-6-750, «Энергомашиностроение», 1965, № 2.

37. Дорфман А. Ш., К вопросу расчета потерь полного давления в диффузорных каналах, «Энергомашиностроение», 1966, № 8.

38. Дорфман А. Ш. и др., Влияние угла раскрытия на эффективность криволинейных кольцевых диффузоров, Изв. вузов, «Энергетика», 1967, № 8.

39. Дорфман А. Ш. и др., Расчет кольцевых диффузоров турбомашин и определение потерь в них, «Энергомашиностроение», 1968, № 5.

39а. Дьяконов Р. И., Кузьмичев Р. В., Дроконов А. М., Отработка конструкции выходного патрубка газовой турбины, «Энергетическое машиностроение», 1969, № 8.

40. Довжик С. А., Гиневский А. С., Экспериментальное исследование напорных патрубков стационарных турбомашин, Отчет № 130 ЦАГИ, 1955.

41. Довжик С. А., Морозов А. И., Исследование кольцевых диффузоров осевых турбомашин, сб. «Промышленная аэродинамика», 1961, вып. 20.

42. Зарянкин А. Е., Зацепин М. Ф., Результаты исследования конических и кольцевых диффузоров, Труды МЭИ, 1963, вып. 47.

43. Зарянкин А. Е., О вихревых течениях в плоских диффузорах, Труды МЭИ, 1963, вып. 47.

44. Зарянкин А. Е., О методике интегральных испытаний диффузоров и выхлопных патрубков, «Теплоэнергетика», 1962, № 3.

45. Зарянкин А. Е., К вопросу о расчете потерь в диффузорных элементах, ИФЖ, 1965, № 4.

46. Зарянкин А. Е., Зацепин М. Ф., Некоторые результаты отработки выхлопных патрубков турбин, Изв. вузов, «Энергетика», 1965, № 11.

47. Зарянкин А. Е., Кругленков А. А., Исследование выхлопных патрубков конденсационных паровых турбин, «Теплоэнергетика», 1963, № 2.

48. Зарянкин А. Е., Зацепин М. Ф., Результаты исследований конических и кольцевых диффузоров, Труды МЭИ, 1963, вып. 47.

49. Зарянкин А. Е., Шерстюк А. Н., Радиально-осевые турбины малой мощности, Машгиз, 1963.

50. Зарянкин А. Е., Зацепин М. Ф., Шах Р. К. Д., Влияние геометрических параметров на работу кольцевых осерадиальных диффузоров, «Теплоэнергетика», 1966, № 7.

51. Зарянкин А. Е., Головина Л. Г., Этт В. В., Влияние режимных параметров на характеристики конических диффузоров, «Теплоэнергетика», 1967, № 4.

52. Зарянкин А. Е., Головина Л. Г., Этт В. В., Исследование течения вблизи угловой точки, Сб. докладов научно-технической конференции МЭИ, секция энергомашиностроения, 1967.

53. Зарянкин А. Е., Дыскин Л. М., Этт В. В., О возможных путях снижения гидравлических сопротивлений выхлопных патрубков транспортных ГТУ, Сб. докладов научно-технической конференции МЭИ, секция энергомашиностроения, 1967.

54. Идельчик И. Е., Гидравлические сопротивления, Госэнергоиздат, 1954.

55. Идельчик И. Е., Аэродинамика потока и потери напора в диффузорах, сб. «Промаэродинамика», Госэнергоиздат, 1947.

56. Карлсон, Джонстон, Сейджи, Влияние формы стенки на режимы течения и характеристики плоских диффузоров, Труды американского общества инженеров-механиков (Trans of ASME) — (русский перевод), серия Д («Теоретические основы инженерных расчетов»), 1967, № 1.

57. Кириллов И. И., Теория турбомашин, Машгиз, 1964.

58. Кириллов И. И., Аэродинамика проточной части паровых и газовых турбин, Машгиз, 1958.

59. Кириллов И. И., Гоголев И. Г., Дьяконов Р. Н., Климцов А. А., Аэродинамическое исследование выходного патрубка газовой турбины, Изв. вузов, «Энергетика», 1961, № 8.

60. Кондак Н. М., Исследование кольцевых поворотов для выхлопных патрубков паровых турбин, Автореферат диссертации, Киев, 1952.

61. Константинов Н. И., Экспериментальное исследование турбулентного пограничного слоя с положительным перепадом давления, Труды ЛПИ, 1958, № 198.

62. Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе И. В., Теоретическая гидромеханика, ч. I, Гостехтеориздат, 1955.

63. Кунц, Развитие турбулентного пограничного слоя в кольцевых диффузорах, Труды американского общества инженеров-механиков (Trans of ASME) (русский перевод), серия «Д» («Теоретические основы инженерных расчетов»), 1965, № 2.

64. Лаврентьев Л. М., Шабат Б. В., Методы теории функций комплексного переменного, Госфизматиздат, 1965.

65. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Механика сплошных сред, Гостехтеориздат, 1954.

66. Лашков А. И., Инженерный журнал, 1962, т. II, вып. II; Инженерный журнал, 1964, т. IV, вып. III.

67. Либби, Баронти, Наполитано, Исследование несжимаемого турбулентного пограничного слоя с градиентом давления, «Ракетная техника и космонавтика» (AIAA Journ.) (русский перевод), 1964, т. 2, № 3.

68. Лойцянский Л. Г., Ламинарный пограничный слой, Госфизматиздат, 1962.

69. Лойцянский Л. Г., Механика жидкости и газа, Гостехтеориздат, 1957.

70. Лойцянский Л. Г., Аэродинамика пограничного слоя, Гостехтеориздат, 1941.

71. Марков Н. М., Расчет аэродинамических характеристик плоской решетки профилей осевых турбомашин, Машгиз, 1952.

72. Мельников А. П., Основы теоретической аэродинамики, Гостехтеориздат, 1963.

73. Морозов Д. И., Щекалкин В. М., Результаты улучшения выхлопного патрубка газовой турбины, «Теплоэнергетика», 1964, № 1.

74. Морозов Д. И., О наилучшей форме диффузора выхлопного патрубка турбины, Изв. вузов, «Энергетика», 1966, № 11.

75. Морозов Д. И., Повышение эффективности выхлопных патрубков турбин, «Энергомашиностроение», 1965, № 5.
76. Мигай В. К., Исследование оребренных диффузоров, «Теплоэнергетика», 1962, № 10.
77. Мигай В. К., Повышение эффективности диффузоров путем установки поперечного оребрения, «Теплоэнергетика», 1961, № 4.
78. Мигай В. К., О повышении эффективности диффузорных течений с отрывом, Изв. АН СССР, «Механика и машиностроение», 1960, № 4.
79. Меллор Д. Л., Джибсон Д. М., Равновесные турбулентные пограничные слои, «Механика» (сб. переводов), 1967, № 2.
80. Мозес, Чэппел, Исследование пограничного слоя в диффузорах с частичным отрывом течения (Труды американского общества инженеров-механиков (Trans of ASME), (русский перевод), серия «Д» («Теоретические основы инженерных расчетов»), 1967, № 3.
81. Носовицкий А. И., Амелюшкин В. Н., Наумчик Б. В., Работа выходного патрубка паровой турбины, «Энергомашиностроение», 1968, № 5.
82. Овчинников О. Н., Влияние входного профиля скоростей на работу диффузора, Труды ЛПИ, 1955, № 176.
83. Орлов И. И., Продувка моделей входного патрубка осевого компрессора, «Вестник машиностроения», 1954, № 6.
84. Прандтль Л., Гидроаэромеханика, Изд-во иностр. лит., 1949.
85. Полоцкий Н. Д., Результаты исследования потока в плоских кривоосных диффузорах, Труды ВИГМ, 1962, вып. 31.
86. Повх И. Л., Аэродинамический эксперимент в машиностроении, Машгиз, 1965.
87. Ротта И. К., Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости, изд-во «Судостроение», 1967.
88. Рено, Джонстон, Клайн, Характеристики и расчет плоских диффузоров с прямой осью, Труды американского общества инженеров-механиков (Trans of ASME) (русский перевод), серия «Д» («Теоретические основы инженерных расчетов»), 1967, № 1.
89. Рено, Джонстон, Метод определения характеристик плоских безотрывных диффузоров, Труды американского общества инженеров-механиков (Trans. of ASME) (русский перевод), серия «Д» («Теоретические основы инженерных расчетов»), изд-во «Мир», 1967, № 3.
90. Романенко П. Н., Харченко В. Н., Влияние вдува газов в турбулентный пограничный слой с продольным градиентом давления на сопротивление трения, МПТФ, 1963, № 1.
91. Саги, Хановер, Джонстон, Конструкция и характеристики двухмерных криволинейных диффузоров, Труды американского общества инженеров-механиков (Trans. of ASME) русский перевод), серия «Д» («Теоретические основы инженерных расчетов»), 1967, № 4.
92. Седов Л. И., Методы подобия и размерности в механике, Гостехтеориздат, 1957.
93. Слезкин Н. А., Динамика вязкой несжимаемой жидкости, Гостехтеориздат, 1955.
94. Сергеенко А. А., Грецов В. К., Переход турбулентного пограничного слоя в ламинарный, ДАН СССР, 1959, т. 125, № 4.

94а. Сполдинг Д. Б., Некоторые приложения нового метода расчета турбулентного пограничного слоя, сб. «Тепло- и массоперенос», т. 1, изд-во «Энергия», 1968.
95. Солодкин Е. Е., Гиневский А. С., К вопросу о влиянии начальной неравномерности потока на характеристики диффузорных каналов, сб. «Промышленная аэродинамика», 1959, вып. 12.
96. Соколовский Л. П., Исследование аэродинамики выходных патрубков турбин и компрессоров, «Энергомашиностроение», 1952, № 9.
97. Сциллард К. С., Исследование диффузоров аэродинамических труб больших скоростей, Технические заметки ЦАГИ, 1938, № 160.
98. Стрэтфорд, «Механика» (сб. переводов), 1959, № 6.
99. Тарг С. М., Основные задачи теории ламинарных течений, Гостехтеориздат, 1951.
100. Таушканова В. Б., Испытания выхлопных патрубков мощных паровых турбин, Машгиз, 1960.
101. Чертков А. К., Исследование гидравлических сопротивлений турбинных выхлопных патрубков, Автореферат диссертации, Ленинград, 1947.
102. Уайтмен, Рено, Клайн, Влияние условий входа на характеристики двухмерных дозвуковых диффузоров, Труды американского общества инженеров-механиков (Trans. of ASME), (русский перевод), серия «Е» («Техническая механика»), 1961, № 3.
103. Уманский М. П., Исследование осерадиальных диффузоров, «Энергомашиностроение», 1964, № 10.
104. Уманский М. П., Амелюшкин В. Н., Сопротивление диффузорных патрубков турбомашин при изменении втулочного отношения, «Энергомашиностроение», 1967, № 1.
105. Федяевский К. К., Колесников А. В., Смолянинова А. Н., К расчету турбулентного пограничного слоя с продольным градиентом давления, Труды ЦАГИ, 1967, вып. 1 088.
106. Фейл, Системы лопаток для дозвуковых диффузоров с очень большими углами раствора, Труды американского общества инженеров-механиков (Trans. of ASME) (русский перевод), серия «Д» («Теоретические основы инженерных расчетов»), 1964, № 4.
107. Фокс, Клайн, Режимы течения в криволинейных дозвуковых диффузорах, Труды американского общества инженеров-механиков (Trans. of ASME), (русский перевод), серия «Е» («Техническая механика»), 1962, № 3.
108. Шерстюк А. Н., Расчет течений в элементах турбомашин, изд-во «Машиностроение», 1967.
109. Шерстюк А. Н., Приближенный метод расчета криволинейных каналов, «Теплоэнергетика», 1958, № 8.
110. Шлихтинг Г., Возникновение турбулентности, Изд-во иностр. лит., 1962; «Теплоэнергетика», 1958, № 8.
111. Шлихтинг Г., Теория пограничного слоя, Изд-во иностр. лит., 1956.
112. Сб. «Современное состояние аэродинамики больших скоростей», под ред. Л. Хоуэрта, Изд-во иностр. лит., 1955.
113. Ханин Г. А., Некоторые вопросы аэродинамического исследования вспомогательных элементов проточной части турбомашин, «Теплоэнергетика», 1955, № 1.
114. Albring W., Wasserkraftmaschinen, 3. Lehrbuch, TH, Dresden, 1967.

115. Böhm J., Conrad W., Die Geschwindigkeitsverteilung in Endquerschnitt von Turbinen — Abdampfstützen bei verschiedener Zuströmung, Konstruktion, 1961, v. 13, № 6.

116. Brown D., Performance of a perforated wall intake at a Mach number of 2,5, Canadian Aeronautical Journal, 1960, № 6.

117. Carrieve, Pet Luynaest J., Recherdres sur les Preses d'air Supersoniques, сб. «Jahrbuch der Wissenschaftlichen Gesellschaft für Luftfahrt», 1959.

118. Cockerll D. J., Markland E., A review of incompressible diffuser flow, Aircraft Engineering, 1963, № 10.

119. Crispin B., Einlauf Diffusoren für den Überschallwind, DVL Bericht, 1961, IV, № 144.

120. Van Devoestine R. V., Fox R. W., An experimental investigation on the effect of subsonic inlet Mach number on the performance of conical diffusers, International Journal of Mechanical Sciences, 1966, v. 8, № 12.

121. Dutton R. A., Goldsmith E. L., Some characteristics of rectengular multishock and isenthropic external compression intakes at a Mach number of 2,9, ARC CP, 1965, № 630.

122. Doehoff A. E., Tetervin N., Determination of general relations for the behaviour of turbulent boundary layers, NACA Report 772, 1943.

123. Eschrich R., Experimentalle Untersuchungen von Kegeldiffusoren an Venturidüsen, Maschinenbautechnik, 1968, № 1.

124. Fururga Y., Sato T., Pressure recovery efficiency of short conical diffusers and evreghened diffusers, Bull. of ASME, 1960, v. 3, XI, № 12.

125. Ferry A., Problems related to matching turbulent engine requirements to inlet performances as function of flight Mach number and angle of attack, Air Intake Problems in Supersonic Propulsion, 1958.

126. Giblrings J. C., Pressure measurements on three open nose air intakes at transonic speeds with an analysis of ther drag characteristics, ARC CP, 1961, № 544.

127. Goldsmith E. L., The effect of internal contraction initial rate of subsonic diffusion and coil and centrebody shape on the pressure recovery of a conical centrebody intake at supersonic speeds, ARC RM, 1962, № 3204.

128. Griggs C. F., An investigation of two methods of suppressing shock oscillation ahead of conical centrebody intakes, ARC CP, 1962, № 605.

129. Gibson A. H., On the flow of water through pipes and passages having converging or diverging boundaries, Proc. Roy. Soc., Ser. A, 1910, v. 83.

130. Hackeschmidt M., Über den Entwurf ebener, gerader Diffusoren mit kurzer Baulänge, Maschinenbautechnik, 1964, № 10.

131. Hackeschmidt M., Vogelsang E., Versuche an Austrittsgehäuse mit neuartigen Diffusoren, Maschinenbautechnik, 1966, № 5.

132. Hausenblas H., Versuche an Abströmgehäusen thermischer Turbomaschinen, Konstruktion, 1963, v. 15, № 12.

133. Hibs M., Mesikruhove difuzory, Ptoudeni v lopatkovych strouch Sbornik ustavu provyzkum stroju, 1958.

134. Imbach H. E., Beitrag zur Berechnung von rotationsymmetrischen turbulenten Diffusorstromungen, Brown Bovery Mitteilungen, 1964, Bd 51, № 12.

135. Jerie Jan., A method for describing the shape of inlet and outlet casings of turbomachinery, Prace Instytuty Maszyn Przeplywowych, 1965, № 22.

136. Jarie J., The effect of losses into the exhaust casing on the properties of the last stage of steamturbine, Prace Instytuty Maszyn Przeplywowych, 1963, № 14—16.

137. Johnston I. H. I., Effect of inlet conditions on the flow in annular diffusers, Aeronautical Research Council, current papers, 1954, № 178.

138. Kaufmann K., Grenzschichtbeeinflussung bei Diffusoren von Stromungsmaschinen, Voith Forschung und Konstruktionen, 1957, № 2.

139. Kmonicek W., Unterschallströmung in Kegeldiffusoren, Acta Technika, 1959, № 8.

140. Kmonicek W., Zlepseni cinnosti diffusoru jednodu chymi Zaschy, Strojnicky Sbornik, 1956, № 13.

141. Kroll S., Bessay, Etude sur la récupération de l'énergie cinétique d'échapement daus les diffuseurs de turbine, Rev. Electr. Mécan., 1953, № 92.

142. Kline S. J., On the nature of stall, Trans. of ASME, S. D., 1959, № 9.

143. Kline S. J., Abbott D. E., Fox R. W., Optimum design of straight walled diffusers, Trans. of ASME, S. D., 1959, № 3.

144. Lange A. H., Lee R. E., Journ. of Aeron. Sci., 1952, v. 21, p. 58.

145. Liepe F., Wirkungsgrade von schlanken Kegeldiffusoren bei drallbehafteten Strömungen, Maschinenbautechnik, 1960, № 8.

146. Liepe F., Jahn K., Untere Wirkungsgrade von Kegeldiffusoren, Maschinenbautechnik, 1962, № 11.

147. Liepe F., Untersuchungen über der Verhalten von Drallströmungen in Kegeldiffusoren, Maschinenbautechnik, 1963, № 3.

148. Liepe F., Experimentelle Untersuchungen über den Einfluss des Dralles auf die Stromung in schlanken Kegeldiffusoren, Wissenschaft, Zeitschrift der TH, Dresden, 1962, v. 8, № 2.

149. Linneken H., Betrachtungen über Wirkungsgrade gasdurchströmter Diffusoren, Konstruktion, 1963, v. 15, № 7.

150. Littl B. H., Wilbur S. W., Performance and boundary layers data from 12° and 23° conical diffusers of area ration 2,0 at Mach number up to choking and Reynolds nambers up to $2{,}5 \cdot 10^6$, NACA Rep. 1201, 1954.

151. Ludwig H., Tillman W., Investigation on the wall-shearing stress in turbulent boundary layers, NACA TM 1285, May 1950.

152. Neale M. C., Lamb P. S., Tests with a variable ramp intake having combined external/internal compression and a design Mach number of 2,2, ARC CP, 1965, № 805; Further tests a variable ramp intake having a design Mach number of 2,2, ARC CP, 1966, № 826.

153. Nippert H., Über den Strömungsverlust in gekrümmten Kanälen, Forschungsarbeiten auf d. Geb. d. Ing. Wes., 1929, H. 320.

154. Peryez S., Der Einfluss des Diffusorswirkungsgrades auf den Austrittsverlust in Dampfturbinen, BWK, 1961, v. 13.

155. Prechter H., Gesichtspunkte zur Auslegung von Diffusoren unter Berucksichtigung neuerer Forschungsergebnisse, Der Maschinenmarkt, 1961, v. 13a, № 82.

156. Peters H., Energieumsetzungen in Querschnitterweiterungen bei verschiedener Zulaufbedingungen, Ing. Arch., 1931, № 1; 1932, № 2.

157. Rippl E., Experimentelle Untersuchungen über Wirkungsgrade und Abreisverhalten von schlanken Kegeldiffusoren, Maschinenbautechnik, 1956, № 5.

158. Robertson I. M., Fraser H. R., Investigation of the boundary layer still in a conical diffuser, Trans. of ASME, 1961, v. 81, № 1.

159. Ross D., A physical approach to turbulent boundary layer problems, Trans. of ASME, 1966, v. 121, papers 2838.

160. Friedrich O., Ringleb, Tow-dimensional flow with standing vortexes in diffusers, Trans. of ASME, S. D., 1960, № 4.

161. Simons P., Untersuchungen an Diffusoren für Überschallwindkanälle, Aerodynamisches Institut der Techn. Hochschule, Aachen, 1943.

162. Schlichting H., Berechnung der Strömung in rotationssymmetrischen Diffusoren mit Hilfe der Grenzschichttheorie, Flugwissenschaftl. Zeitschrift, 1961, № 5.

163. Schramm G., Ergebnisse aerodynamischer Untersuchungen der Ein- und Austrittsgehäuse von Gasturbinenanlagen, Maschinenbautechnik, 1962, № 8.

164. Siedschlag, Die Strömung in Diffusoren verschiedener Querschnittsformen, Wiss. Z. Techn. Univ., Dresden, 1963, v. 12, № 1.

165. Sprenger H., Experimentelle Untersuchungen an geraden und gekrümten Diffusoren, Mitteilungen aus der Institute für Aerodynamik der E. H., Zürich, 1959, № 27.

166. Sternberg J., U. S. Army. Bab. Reshab Aberden, Rep. 906, May 1954.

167. Seymour Lieblein, Loss and stall analysis of compressor cascades, Trans. of ASME, S. D, 1961, v. 81, № 3.

168. Wisneewski R. J., Journ of the Aerospace Sci., 1961, v. 28, № 3.

168a. Bu Jasutoshi Senoo, The boundary laure on the end wall of a turbine nozzle coschade, Trans. of ASME, S. C., 1958, v. 80, № 8.

169. Wu J. H. T., On a two-dimensional perforated intake diffuser, Aerospace Engineering, 1962, v. 21, VII, № 7.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 3
Глава первая. **Элементы теории пограничного слоя** . . 7
1-1. Основные определения и соотношения для пограничного слоя 7
1-2. Условия перехода ламинарного слоя в турбулентный 8
1-3. Расчет турбулентного пограничного слоя 12
1-4. Некоторые результаты исследования и расчета пограничного слоя при диффузорных течениях . . 16
1-5. Влияние сжимаемости на характеристики турбулентного пограничного слоя 22
1-6. Условия и критерии отрыва пограничного слоя . . 25
1-7. Влияние начальной турбулентности на характеристики пограничного слоя 30
1-8. Расчет пограничного слоя на основе полуэмпирических теорий турбулентности 31
Глава вторая. **Методы расчета и аэродинамические характеристики диффузоров** 38
2-1. Типы диффузоров 38
2-2. Аэродинамические характеристики диффузоров . . 43
2-3. Методика экспериментального определения аэродинамических характеристик диффузоров 53
2-4. Потери в диффузорах и их расчет 64
2-5. Влияние условий входа на течение газа в диффузорных элементах 81
2-6. Выбор оптимальных степеней расширения диффузоров 92
Глава третья. **Прямолинейные плоские и осесимметричные диффузоры** 94
3-1. Структура потока в плоских и осесимметричных диффузорах 94
3-2. Влияние режимных параметров на характеристики конических диффузоров 97
3-3. Влияние геометрических параметров на аэродинамические характеристики осесимметричных и плоских диффузоров 109
3-4. Расчет потерь в конических и плоских диффузорах по характеристикам пограничного слоя 130
3-5. Сравнение расчетных и экспериментальных данных . 142
3-6. Отрывные течения в плоских и конических диффузорах 144
3-7. Методика расчета потерь при внезапном расширении потока 154

3-8. Изменение параметров потока вдоль оси конического диффузора 162
3-9. Пример расчета диффузора с прямолинейной осью . 166

Глава четвертая. **Околозвуковые и сверхзвуковые диффузоры** 169
4-1. Влияние числа Рейнольдса и сжимаемости (числа Маха) на характеристики диффузоров при больших дозвуковых скоростях. Околозвуковые диффузоры . 169
4-2. Обратный переход турбулентного пограничного слоя в ламинарный 180
4-3. Движение газа в сверхзвуковых диффузорах . . 190
4-4. Характеристики околозвуковых и сверхзвуковых диффузоров 195
4-5. Переменные режимы и некоторые результаты опытного исследования сверхзвуковых диффузоров . . 199

Глава пятая. **Кольцевые диффузоры с прямолинейными образующими** 214
5-1. Влияние геометрических и режимных параметров на характеристики кольцевых диффузоров с прямолинейной осью 214
5-2. Расчет кольцевых диффузоров по эквивалентному углу 228
5-3. Расчет потерь в кольцевых диффузорах на основе характеристик пограничного слоя 232
5-4. Расчет кольцевых диффузоров по экспериментальным номограммам 235
5-5. Влияние конструктивных элементов и формы канала на экономичность кольцевых диффузоров . . . 238
5-6. Пример расчета кольцевого диффузора 240

Глава шестая. **Криволинейные диффузоры. Структура потока в криволинейных каналах** 242
6-1. Вторичные течения в криволинейных каналах . . 242
6-2. Влияние основных геометрических и режимных параметров на эффективность плоских криволинейных диффузоров 248
6-3. Влияние основных геометрических и режимных параметров на работу кольцевых криволинейных диффузоров 260
6-4. Некоторые задачи аналитического определения потерь в осерадиальных диффузорах 274

Глава седьмая. **Выхлопные патрубки турбомашин** . . 278
7-1. Принципиальные схемы выхлопных патрубков и влияние их на эффективность турбомашин . . . 278
7-2. Выхлопные патрубки с осевыми кольцевыми диффузорами 291
7-3. Выхлопные патрубки с косо срезанными диффузорами 300
7-4. Выхлопные патрубки с радиальными диффузорами . 307
7-5. Выхлопные патрубки с осерадиальными эллиптическими диффузорами 316
7-6. Работа выхлопных патрубков при наличии ступени турбомашины 320

Приложение 336
Литература 374