

3. ДВИЖЕНИЕ ГАЗА В КАНАЛАХ ПРОСТОЙ ФОРМЫ

3.1. КАНАЛЫ ПРОСТОЙ ФОРМЫ КАК МОДЕЛИ ДЛЯ РАССМОТРЕНИЯ ПРОЦЕССОВ В ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ ТУРБОМАШИН

Проточная часть турбомашин состоит из ряда следующих друг за другом каналов различной формы:

– **осесимметричные безлопаточные каналы.** К таким каналам относятся входные участки рабочих колёс центробежных компрессоров, безлопаточные диффузоры центробежных компрессоров, поворотные колена между диффузором и обратно-направляющим аппаратом, переходы от обратно-направляющего аппарата к рабочему колесу следующей ступени (рис. 1.2.5). К данному типу каналов относятся и осесимметричные входные патрубки центробежных и осевых компрессоров при подводе газа в осевом направлении. В осевых компрессорах к таким участкам относятся конические диффузоры на выходе из ступени (между сечениями «3» и «4» – рис. 1.2.1).

– **радиальные и кольцевые лопаточные решётки.** В центробежном компрессоре это лопаточные решётки рабочих колёс, лопаточных диффузоров и обратно-направляющих аппаратов. В осевом компрессоре это лопаточные решётки рабочих колёс и неподвижных направляющих аппаратов ступени, а так же входных направляющих аппаратов и спрямляющих аппаратов. При этом лопаточные аппараты перечисленных элементов проточных частей турбомашин могут рассматриваться как **система лопаточных профилей** (рис. 3.1.1) или как **система межлопаточных каналов.**

– **сложные пространственные каналы,** не обладающие осевой симметрией - **входные и выходные устройства** центробежных и осевых компрессоров. Входной патрубок компрессора при подводе газа в направлении, не совпадающем с осью ротора представляет собой сложный пространственный канал, имеющий обычно плоскость симметрии, проходящую через ось вращения ротора. Выходные устройства турбокомпрессоров – сборная камера или улитка, также имеют сложную пространственную форму.

В турбокомпрессорах, в отличие от турбин, во всех элементах проточной части, за исключением входного патрубка, где движение газа ускоренное, течение носит диффузорный характер. Физические явления, происходящие в перечисленных элементах проточной части турбокомпрессора достаточно сложны, поэтому особенности течения будут рассмотрены на примерах каналов простой формы.

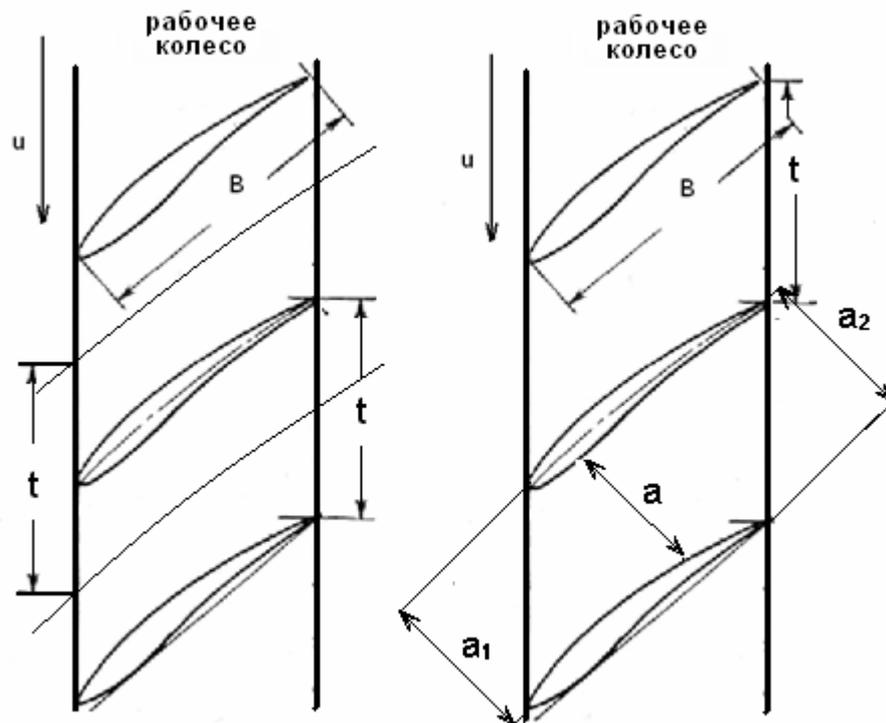


Рис. 3.1.1. Представление элементарной лопаточной решетки осевого компрессора: слева – как системы межлопаточных каналов, справа как совокупности профилей

3.2. ДВИЖЕНИЕ ГАЗА В ТРУБАХ

Начальный и основной участки трубы постоянного сечения. Простейший характер носит движение газа в неподвижном прямолинейном канале – рис. 3.2.1. Здесь следует различать **начальный (разгонный)** участок течения и **основной участок (участок стабилизированного течения)**.

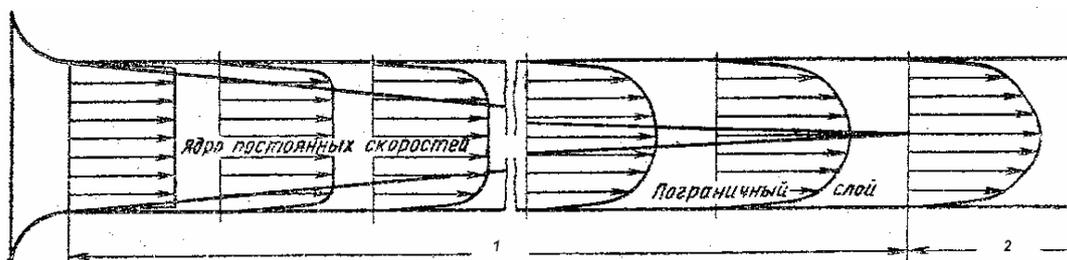


Рис. 3.2.1. Эпюры скоростей на начальном и основном участках в прямой трубе: 1 – начальный (разгонный) участок, 2 – основной участок

При движении невязкого потенциального потока взаимодействие с прямолинейным каналом отсутствует. Инерциальные силы взаимодействия не возникают, так как прямой канал не изменяет направления движения. Силы вязкости отсутствуют по определению.

Во многих практически важных случаях на входе в канал реальный вязкий поток имеет потенциальный характер – во входном сечении поле давлений и скоростей равномерное. Вместе с тем известно, что частицы газа имеют свойство «прилипать» к твердым поверхностям. На стенках канала частицы неподвижны, в середине канала движутся с заданной скоростью. В начале канала изменение скорости от нуля до конечного значения происходит в относительно тонком слое, за пределами которого поле скоростей остается практически равномерным. В пристеночном слое, называемом **пограничным слоем**, в соответствии с **законом Ньютона** возникает касательное напряжение трения, которое равно произведению динамической вязкости на градиент скорости по нормали к поверхности.

:

$$\tau = \mu \frac{\partial c}{\partial n} \quad (\text{н/м}^2), \quad (3.2.1)$$

На элементарном участке канала длиной dl возникает сила трения $dR_w = \tau \times dl \times U$ (н), где U – смоченный периметр канала, равный πd (м) для круглой трубы. Сила сопротивления движения преодолевается за счет механической энергии газа.

Так как за пределами пограничного слоя скорости остаются равномерными, силы вязкости там отсутствуют. Поток разделяется на вязкий пограничный слой и **невязкое ядро** потока. В поперечном сечении поле статических давлений остается равномерным, поскольку поток не отклоняется от прямолинейного направления. Поэтому в пограничном слое полное давление меньше полного давления в ядре потока $p_{nc}^* = p + 0,5c^2 < p + 0,5C^2 = p_{я}^*$ – здесь и далее при сопоставлении параметров потока скорость в пограничном слое будем обозначать строчными, а в ядре – прописными буквами.

Преодоление сопротивления трения происходит за счет падения кинетической энергии в пограничном слое. Так как по мере продвижения вглубь канала потеря механической энергии нарастает

$$N_w = (c \times R_w)_l = U \int_0^l c \times \tau \times dl \quad (\text{Вт}), \quad \text{где } U - \text{ смоченный периметр канала,}$$

то увеличивается масса газа с пониженной кинетической энергией, т.е. пограничный слой по мере продвижения вглубь канала занимает все

большую часть поперечного сечения. Толщина пограничного слоя – это условная величина. Допустимо принимать ее равной расстоянию от поверхности стенки до точки в потоке, в которой величина скорости меньше скорости основной части (ядра) потока на 1%. Более строгим считается определение с помощью интегральной величины – толщины вытеснения:

$$\delta^* = \frac{\int_0^{\delta^*} (C - c) dn}{C}. \quad (3.2.2)$$

По мере удаления от начала канала происходит увеличение толщины пограничного слоя. Постепенно невязкое ядро потока перестает существовать, так как пограничный слой смыкается в середине канала. Под начальным участком (разгонным) подразумевается участок трубы, в котором равномерный профиль скоростей на входе уступает место профилю развитого течения, в котором невязкое ядро отсутствует.

Второе название начального участка – разгонный участок – связано с тем, что максимальная скорость в середине канала возрастает из-за увеличения толщины вытеснения. Максимальная скорость увеличивается при ламинарном пограничном слое в два раза – по сравнению с равномерной скоростью на входе в канал.

На последующем, основном участке силы вязкости проявляются по всему сечению, деление потока на ядро и пограничный слой здесь становится неправомерным. В турбомашинах длина каналов обычно меньше длины разгонного участка. В их каналах обычно можно выделить ядро потока и пограничные слои на стенках. Рассмотрение движения газа на начальном участке показывает следующее:

- в каналах турбомашин неизбежно возникновение потери механической энергии газа из-за трения о стенки проточной части,
- пограничный слой оказывает влияние на поле скоростей невязкого ядра «загромождая» проходные сечения каналов тем сильнее, чем дальше от входа в канал находится рассматриваемое поперечное сечение,
- в особо узких каналах проточной части, характерных, например, для центробежных компрессоров высокого давления, течение может принять развитый характер.

Ламинарный и турбулентный характер течения. Движение газа в прямой трубе при разных скоростях демонстрирует возможность существования двух разных режимов течения:

– при увеличении скорости от нуля до некоторой предельной величины газовые частицы движутся строго поступательно. Отдельные слои газа движутся с разной скоростью, но не перемешиваются между собой. Это ламинарный (слоистый) режим течения,

– при дальнейшем повышении скорости движение газовых частиц становится нестационарным и хаотическим. Величина продольной скорости меняется во времени относительно средней величины. Кроме того, появляются поперечные составляющие скорости, вызывающие взаимные перемещения газовых частиц из одного слоя в другой. Это турбулентный режим течения.

Хаотический турбулентный характер течения удобно схематизировать в виде наложения на вектор средней продольной скорости турбулентных пульсаций – рис. 3.2.2.

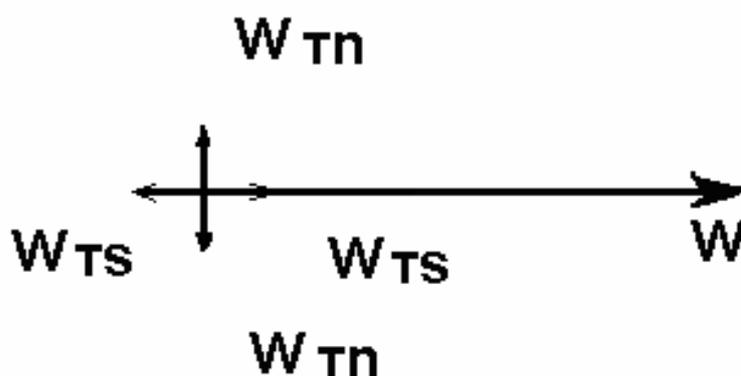


Рис. 3.2.2. Схематизация турбулентного потока как суммы осредненной скорости с продольной и поперечной пульсацией

Наличие продольных пульсаций скорости несильно отличает турбулентное течение от ламинарного. В продольном направлении даже в невязком турбулентном ядре частицы соседних слоев постоянно смещаются друг относительно друга, вызывая потери трения. Измерения показывают, что в проточной части турбомашин эти потери малы.

Существенное различие вносит наличие поперечных турбулентных пульсаций. При этом в пограничном слое или в развитом потоке без невязкого ядра ламинарные и турбулентные режимы существенно меняются.

При турбулентном течении градиенты скорости $\partial c / \partial n$ у стенок значительно больше, чем при ламинарном потоке. Это связано с тем, что частицы быстро движущихся слоев, попадая в более медленные, отдают им частицам часть своей кинетической энергии. И наоборот, частицы из более

близких к стенкам канала слоев, попадая в быстро движущиеся слои, приобретают часть кинетической энергии его частиц.

Ламинарный или турбулентный характер течения определяется соотношением между силами инерции и вязкости, действующими на газовые частицы. Это соотношение устанавливает критерий подобия газовых потоков, носящий имя английского ученого Рейнольдса. Критерий Рейнольдса для анализа развитого течения в каналах следует применять в следующей форме:

$$R_e = \frac{c \times d_z}{\nu} = \frac{c \times d_z}{\mu} \rho, \quad (3.2.3)$$

где c – среднерасходная скорость в сечении канала, $d_z = 4f/U$ (f – площадь сечения, U – смоченный периметр канала) – гидравлический диаметр; ν – кинематическая вязкость, μ – динамическая вязкость, ρ – плотность среды.

При турбулентном движении наблюдается беспорядочное перемешивание частиц, в связи с чем касательное напряжение значительно больше, чем при ламинарном: $\tau = \mu \frac{dc}{dy} + \rho l^2 \left| \frac{dc}{dy} \right| \frac{dc}{dy}$, где l – длина пути перемешивания.

В результате больших касательных напряжений и более активного взаимодействия слоёв жидкости турбулентный пограничный слой на разгонном участке становится тоньше.

Различаются и профили скорости на основном участке течения при ламинарном и турбулентном режиме – рис. 3.2.3. При ламинарном режиме стабилизированный профиль скорости устанавливается по параболическому закону, а при турбулентном режиме – приближенно по логарифмическому или степенному закону.

Расчёт потери напора в основном участке канала. На основном участке прямолинейных каналов профили скорости не меняются по длине. Сопротивление трения преодолевается за счет снижения статического давления*.

Это делает очень простым экспериментальное определение закона сопротивления. По соображениям размерности касательное напряжение пропорционально динамическому давлению:

* Это справедливо при отсутствии или пренебрежимо малом влиянии сжимаемости. При движении газа по очень длинной трубе (магистральный газопровод) давление и плотность уменьшаются заметно. При этом скорость газа растет - вплоть до скорости звука в гипотетическом случае.

$$\tau = \lambda_1 \times \rho \frac{c_{cp}^2}{2} \tau, \quad (3.2.4)$$

где τ – касательное напряжение на поверхности стенки канала;
 $c_{cp} = \frac{1}{f} \int_f c \times df$ – среднерасходная скорость (индекс «ср» обычно опускают); λ_1 – безразмерный коэффициент пропорциональности.

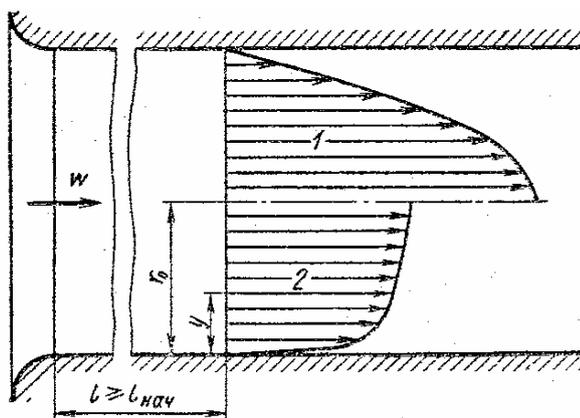


Рис. 3.2.3. Профили скорости на основном участке:
 1 – ламинарный режим, 2 – турбулентный режим

Так как на основном участке каналов эпюры скоростей не меняются по длине, то везде одно и то же касательное напряжение, и один и тот же безразмерный коэффициент трения. Тогда на участке канала длиной l сила сопротивления равна произведению касательного напряжения на смоченную поверхность, которая равна произведению длины участка на периметр поперечного сечения канала U : $R_{mp} = \tau \times U \times l = \lambda_1 \times \rho \frac{c_{cp}^2}{2} \times U \times l$.

Сила трения преодолевается силой давления – произведением потери давления Δp на поперечное сечение канала F : $R_{mp} = R_{дав}$,
 $\lambda_1 \times \rho \frac{c_{cp}^2}{2} \times U \times l = \Delta p \times F$ откуда потеря давления на участке канала длиной l равна:

$$\Delta p = \lambda_1 \times \rho \frac{c_{cp}^2}{2} \times \frac{l}{F/U}. \quad (3.2.5)$$

Отношение поперечного сечения к его периметру называется гидравлическим радиусом $r_2 = F/U$. Удобнее пользоваться учетверенной величиной гидравлического радиуса, которая называется **гидравлическим диаметром** $d_2 = 4F/U$. Нетрудно заметить, что для канала круглого сечения гидравлический диаметр равен его диаметру. С учетом этого, потеря давления и коэффициент потерь основного участка канала равны:

$$\Delta p = \lambda \times \rho \frac{c_{cp}^2}{2} \times \frac{l}{d_2}, \quad (3.2.6 \text{ а})$$

$$\zeta_{mp} = \frac{\Delta p}{\rho \frac{c_{cp}^2}{2}} = \lambda \frac{l}{d_2}, \quad (3.2.6 \text{ б})$$

где $\lambda = 4\lambda_1$ – эмпирический коэффициент трения.

Итак, коэффициент потерь трубы пропорционален безразмерному коэффициенту трения, длине трубы и обратно пропорционален гидравлическому диаметру. Потеря давления пропорциональна коэффициенту потерь и динамическому давлению $\rho c^2/2$.

Зависимость коэффициента трения от числа Рейнольдса и относительной шероховатости. В соответствии с теорией подобия безразмерный коэффициент трения должен зависеть от формы канала \bar{F} и критериев подобия: $\lambda = f(\bar{F}, k, M, Re)$.

Форму прямого канала определяет форма его поперечного сечения. Опыты показывают, что входящее в уравнения (3.2.6 а, б) соотношение длины и гидравлического диаметра канала, непосредственно отражая влияние формы на потери, не влияет на коэффициент трения λ , который практически одинаков у каналов с круглым, прямоугольным и другим поперечным сечением. На коэффициент трения при рассмотренных ниже условиях оказывает влияние **относительная шероховатость** поверхностей

$\bar{k}_{ш} = \frac{k_{ш}}{d_2}$ – отношение высоты неровностей к гидравлическому диаметру.

Критерии сжимаемости в рассматриваемом случае не влияют по определению, так как рассматриваются каналы ограниченной длины. В них потеря давления не столь велика, чтобы заметно повлиять на падение плотности газа по длине канала.

Определяющим критерием подобия в данном случае является критерий динамического подобия Рейнольдса:

$$\text{Re} = \frac{c^* d_2}{\nu} = \rho \frac{c^* d_2}{\mu}. \quad (3.2.7)$$

Критерий Рейнольдса характеризует соотношение между силами инерции и вязкости в потоке. Первые пропорциональны произведению характерного линейного размера на характерную скорость движения, вторые пропорциональны кинематической вязкости. Применительно к развитому течению в прямом канале характерный линейный размер – это гидравлический диаметр канала, характерная скорость – среднерасходная. Иногда вместо кинематической вязкости удобно пользоваться динамической вязкостью $\mu = \frac{\nu}{\rho}$.

Экспериментальное определение коэффициента трения не вызывает трудностей. Для этого достаточно измерить падение давления на участке трубы с развитым течением длиной l с известным гидравлическим диаметром d_2 . Известная плотность газа (жидкости) и измеренный массовый расход позволяют определить коэффициент потерь по формулам (3.2.6 а, б) и соответствующую данному эксперименту величину критерия Рейнольдса по формуле (3.2.7).

На рис. 3.2.4 приведена экспериментальная зависимость коэффициента трения от числа Рейнольдса и от величины относительной шероховатости по данным Никурадзе.

Следует обратить внимание на то, что характерные для течения в турбомашинах значения Re обычно велики и соответствуют турбулентному режиму. Влияние критерия Рейнольдса проявляется при очень значительном изменении его величины. Поэтому для наглядности графиков по оси абсцисс использована логарифмическая шкала.

Экспериментальные данные показывают, что при ламинарном режиме течения ($\text{Re} < 2300$) коэффициент трения не зависит от шероховатости труб и связан только со значением числа Рейнольдса. Экспериментальные данные при $\text{Re} < 2300$ хорошо аппроксимируются простым соотношением:

$$\lambda = 64 / \text{Re}. \quad (3.2.8)$$

Отсутствие влияния шероховатости на сопротивление связано с тем, что неровности поверхностей закрыты слоем практически неподвижного газа (жидкости). Сопротивление определяется трением движущегося газа о практически неподвижный пристеночный слой.

В зоне переход от ламинарного к турбулентному режиму сопротивление возрастает, так как поперечные турбулентные пульсации способствуют возрастанию градиента скорости у стенок канала (рис. 3.2.3) и касательное напряжение $\tau = \mu' \frac{\partial c}{\partial n} \rho$ возрастает. Нетрудно показать однако, что безразмерный коэффициент трения λ обратно пропорционален числу Рейнольдса. Поэтому при дальнейшем увеличении Re коэффициент трения уменьшается при движении в канале с гидравлически гладкой поверхностью.

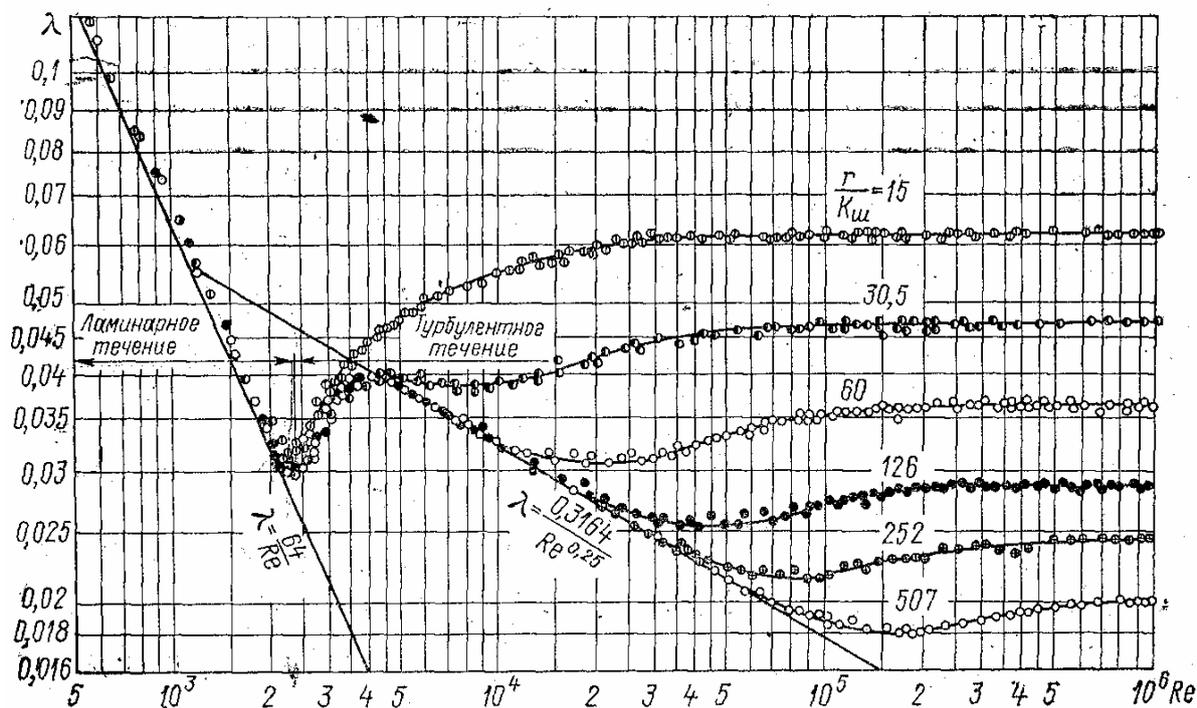


Рис. 3.2.4. Зависимость коэффициента трения λ для круглой трубы от числа Рейнольдса и относительной шероховатости по данным Никурадзе [15]

Даже при турбулентном течении в непосредственной близости от поверхности поперечные турбулентные пульсации не могут существовать, так как поверхность для них не проницаема. Непосредственно у поверхности существует **ламинарный подслой**. Поверхность является гидравлически гладкой при условии, что этот подслой покрывает неровности поверхности. Сопротивление определяется скольжением турбулентного потока по ламинарному подслою, и шероховатость не оказывает влияния на коэффициент трения. Для турбулентного течения в

канале с гидравлически гладкими стенками коэффициент трения обычно оценивают по наиболее популярной формуле Блазиуса:

$$\lambda = \frac{0,3164}{\text{Re}^{1/4}}. \quad (3.2.9)$$

С ростом числа Рейнольдса толщина ламинарного подслоя уменьшается. Любая гидравлически гладкая поверхность становится шероховатой, когда вершины неровностей поверхности начинают выступать за пределы ламинарного подслоя. При этом вершины неровностей обтекаются турбулентным потоком. При обтекании неровностей происходит отрыв потока и образование вихрей, кинетическая энергия которых безвозвратно преобразуется в тепло. Сопротивление определяется потерей механической энергии в результате вихреобразования, и перестает зависеть от числа Рейнольдса. Область режимом течения, в которой коэффициент сопротивления не зависит от числа Рейнольдса, называется **областью автомодельности** по числу Рейнольдса.

Коэффициент трения λ шероховатых каналов в области автомодельности зависит от относительной шероховатости:

$$\bar{K}_w = \frac{K_w}{d_z}, \quad (3.2.10)$$

где K_w – средняя высота неровностей поверхности.

Для расчета коэффициента трения канала с шероховатой поверхностью рекомендуют формулу, удовлетворительно аппроксимирующую экспериментальные данные Никурадзе [15]:

$$\lambda = \left(\frac{1}{2.0 \lg\left(\frac{1}{2\bar{K}_w}\right) + 1.74} \right)^2. \quad (3.2.11)$$

Чем больше относительная шероховатость, тем при меньшем числе Рейнольдса гидравлически гладкая поверхность становится шероховатой. Процесс перехода от гидравлически гладкой к шероховатой поверхности соответствует значению такого числа Рейнольдса R_0 , в котором за характерный линейный размер принимается средняя высота неровностей.

Граница между «гидравлически гладким» и «шероховатым» режимами обтекания поверхности определяется значением $R_0 = 100$:

$$R_0 = \frac{c \times K_{ш}}{\mu} \rho = 100. \quad (3.2.12)$$

Если $R_0 < 100$ поверхность обтекается как гидравлически гладкая. При $R_0 > 100$ наступает область автомодельности.

Значение $R_0 = 100$ можно использовать для приближенной оценки допустимой шероховатости. Например, шероховатость новых стальных труб оценивается значениями $K_{ш} = 20 - 50$ мкм, чугунных – $100 \div 200$ мкм. При движении воздуха при атмосферных условиях плотность равна примерно $1,2 \text{ кг/м}^3$, динамическая вязкость примерно $1,8 \times 10^{-6} \text{ Па} \times \text{с}$. При характерной скорости движения в промышленных трубопроводах $15 - 30$ м/с диапазон значений R_0 в трубопроводах из стали лежит в пределах $30 - 130$. При меньшей скорости движения и при меньшей шероховатости трубопровод гидравлически гладкий и его сопротивление не может быть уменьшено за счет уменьшения шероховатости поверхностей. Очевидно, что при тех же условиях в чугунных трубах сопротивление повышенное из-за большой шероховатости.

Выводы по движению газа в прямолинейных каналах постоянного сечения:

1. Сопротивление трения неизбежно возникает при движении вязкого газа относительно твердых поверхностей. Соответствующий вид потерь напора – потери трения – неизбежно присутствует в проточной части турбомашин. По этой причине, несмотря на возрастающее совершенство методов газодинамического проектирования, КПД, равный 100%, не может быть достигнут в любом случае.

2. Движение газа в каналах турбомашин, как правило, аналогично течению в начальном (разгонном) участке канала. Существование невязкого ядра потока позволяет применять для качественного анализа каналов турбомашин сравнительно простые приемы расчета невязкого потока.

3. Простой характер движения газа (жидкости) на основном участке прямолинейных каналов позволил хорошо изучить природу сопротивления трения и получить простые формулы для расчета коэффициента трения $\lambda = f(\text{Re}, \bar{K}_{ш})$. В состав компрессорных установок входят различные трубопроводы с большими прямолинейными участками, расчет потерь напора в которых эффективно производится по приведенным выше формулам.

4. Несмотря на то, что каналы турбомашин криволинейные и с переменным по длине сечением, а течение в них неразвитое, формулы для расчета потерь в прямых трубах иногда используют для приближенной оценки качества каналов. Их соотношений (3.2.6 а, б) ясно, каналы турбомашин с большим отношением длины к гидравлическому диаметру не могут быть эффективны из-за значительных потерь трения. Например, это каналы со слишком малым расстоянием между лопатками. Однако, увеличение расстояния между лопатками, уменьшая потери трения, может привести к недопустимому росту потерь напора другой физической природы. Эти потери рассматриваются в следующих разделах.

3.3. ТЕЧЕНИЕ В ПРЯМООСНЫХ ДИФFUЗОРАХ

Отрыв потока в диффузорах. Для понимания рабочего процесса турбокомпрессоров особенно важно знание закономерностей течения в диффузорах, так как большинство каналов их проточной части диффузорные. Наиболее простая модель реальных каналов ТК – это прямоосный диффузор круглого или прямоугольного сечения с прямолинейными образующими стенок – рис. 3.3.1. Такие диффузоры применяются в разных технических устройствах для снижения скорости и повышения давления. Часто диффузоры соединяют участки трубопроводов с разным поперечным сечением.

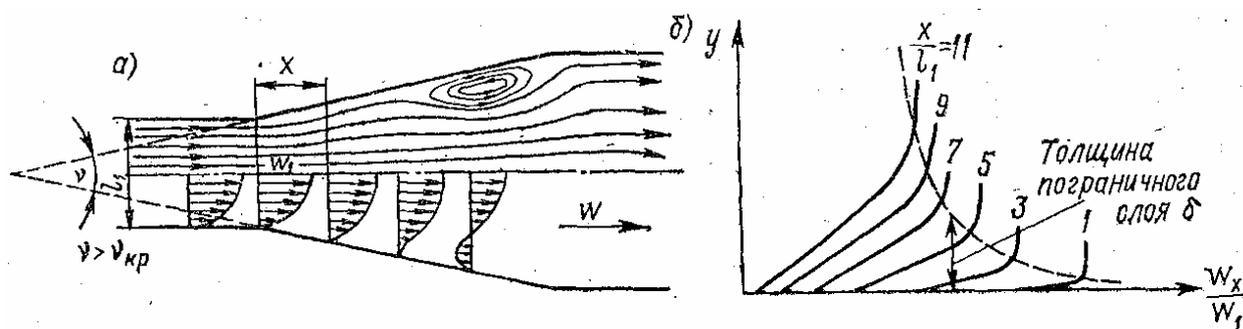


Рис. 3.3.1. Распределение скоростей в пограничном слое в различных по длине диффузора сечениях: w_1 – скорость основного потока (ядра) на входе в диффузор; y – расстояние от стенки канала.

Форма диффузора круглого сечения определяется его длиной и углом раскрытия ν . У рассматриваемых диффузоров прямоугольного сечения проходное сечение меняется за счет угла раскрытия в одной плоскости (плоские диффузоры).

В соответствии с уравнением Бернулли в невязком ядре потока снижение скорости в диффузоре приводит к росту давления, для чего диффузоры и предназначаются:

$$\frac{dp}{\rho} + d\left(\frac{c^2}{2}\right) = 0, \quad \frac{dp}{\rho} = -cdc \quad (3.3.1)$$

Можно сказать, что в ядре потока газовые частицы движутся в область высокого давления за счет снижения своей кинетической энергии.

Преодоление сил сопротивления движению частицами пограничного слоя происходит как за счет собственной кинетической энергии, так и **за счет касательного напряжения со стороны более быстро движущихся частиц**, расположенных дальше от стенки.

Толщина пограничного слоя в диффузорах нарастает значительно быстрее, чем в разгонном участке прямой трубы. В канале постоянного сечения толщина пограничного слоя возрастает, так как преодоление сопротивления трения происходит за счет потери кинетической энергии частицами, расположенными все дальше от поверхности канала. В диффузоре дополнительно к этому происходит утолщение пограничного слоя из-за снижения скорости в ядре потока.

При увеличении толщины пограничного слоя происходит уменьшение касательного напряжения $\tau = \mu' \frac{\partial c}{\partial n} \square \mu' \frac{c}{\delta}$, то есть, уменьшается способность быстро движущихся частиц увлекать за собой частицы, расположенные ближе к стенке диффузора. В результате характерный для начального участка прямой трубы профиль скорости меняет форму, как показано на рис. 3.3.1. Вблизи стенки частицы движутся все медленнее. Профиль у стенки приобретает вогнутую форму, что еще больше снижает касательное напряжение. Вскоре после этого градиент скорости по нормали непосредственно на поверхности стенки исчезает $\frac{\partial c}{\partial n} = 0$, частицы вблизи стенки останавливаются. При этом они уже не в состоянии противостоять увеличивающемуся по длине диффузора давлению. Далее у стенки возникает обратное движение, называемое **отрывом пограничного слоя**. Точнее нужно говорить об **отрыве потока**, так как это явление может возникнуть и при развитии движения в диффузоре, где деление потока на невязкое ядро и вязкий пограничный слой теряет смысл.

Отрыв приводит к образованию вихрей, в которых направленная кинетическая энергия потока приобретает вихревую форму. Эта энергия как механическая энергия потеряна – появляются **вихревые потери** –

иначе – **потери отрыва**. Кинетическая энергия в вихревой форме не может быть преобразована в давление. Она тормозится силами трения частиц вихревой зоны друг о друга, преобразуясь в тепло. При этом повышение температуры газа не сопровождается повышением давления.

В отличие от диффузоров, в конфузорах частицы основного потока двигаются ускоренно и могут передать частицам пограничного слоя большую кинетическую энергию, сохраняя при этом ускоренное движение и в пограничном слое. Вследствие этого, а также из-за наличия перепада давления, направленного по движению газа, толщина пограничного слоя в конфузорах небольшая.

Возможность отрыва в каналах постоянного сечения и конфузорах исключается (если отсутствуют местные диффузорные зоны, о чем говорится ниже), так как отсутствуют направленные навстречу потока силы давления.

В диффузорных каналах турбомашин потери отрыва могут привести к недопустимому падению КПД. На расчетном режиме в лопаточных решетках осевых компрессоров отрывы потока не допускаются, у центробежных компрессоров могут иметь небольшой размер. Чем ближе к началу диффузора возникает отрыв, тем больше вихревые потери, пропорциональные кинетической энергии потока в том сечении диффузора, где возникает отрыв. Знание условия возникновения отрыва $\tau = 0$ показывает, что влияет на положение точки отрыва:

- в ламинарном потоке профили скорости менее заполненные, чем в турбулентном, касательные напряжения меньше. При прочих равных условиях в ламинарном потоке отрыв возникает раньше и сопровождается большими потерями. Как правило, в ТК течение турбулентное. Однако, при малых линейных размерах и при работе газами, имеющими малую плотность, делают проверку на возможность ламинаризации потока, принимая при необходимости меры для снижения потерь отрыва,

- если на входе в диффузорный канал течение развитое (рис. 3.2.1), то нормальный градиент скорости и касательные напряжения меньше, чем при начале развития пограничного слоя в самом диффузоре. В первом случае отрыв возникнет раньше и будет сопровождаться большими потерями,

- деформация эпюры скоростей у стенки происходит постепенно, в соответствии с замедлением скорости. Если отрыв недопустим, то длину диффузора следует ограничить его до - отрывной частью. Этот принцип реализуется при проектировании некоторых каналов турбомашин. В применяемых в технике прямоосных диффузорах замедление определяется соотношением сечений трубопроводов, которые диффузор соединяет

$\dot{c} = \frac{c_2}{c_1} \approx \frac{F_1}{F_2}$. В этом случае минимизация потерь достигается выбором угла раскрытия, о чем говорится ниже.

Экспериментальные данные по течению в диффузорах. Прямоосным диффузорам посвящены многочисленные экспериментальные исследования – [17] и др. Они показали, что отрыв потока от стенок диффузоров с углами расширения $\nu \leq 40^\circ$ начинается не по всему периметру сечения, а в той области, где по тем или иным причинам (несимметрия диффузора, несимметричность профиля скоростей на входе и т. п.) скорость потока в пристеночном слое меньше, чем в других областях сечения. Как только отрыв произошел на одной стороне диффузора, дальнейшее повышение статического давления вдоль диффузора прекращается, и отрыв потока от поверхности диффузора на противоположной стороне уже не возникает. Это обстоятельство обуславливает несимметричное распределение скоростей по сечениям диффузоров.

При небольших углах раскрытия возникшая вихревая зона сносится набегающим потоком вниз по течению, на ее месте возникает новая и т.д. В симметричном диффузоре с симметричным профилем скоростей на входе отрыв потока от стенки возникает попеременно то на одной, то на другой стороне диффузора, что приводит к значительным колебаниям потока в целом.

Возникновение отрыва делает поток нестационарным. Следовательно, показанную на рис. 3.3.1 схему надо рассматривать как осредненную по времени картину.

Область безотрывных диффузоров, как пространственных, так и плоских, можно оценить по рис. 3.3.2.

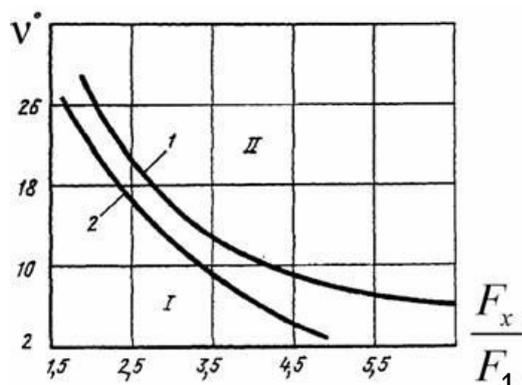


Рис. 3.3.2. Области отрыва потока в диффузорах.

$$1 - \delta_1^*/D_1 \approx 0; \quad 2 - \delta_1^*/D_1 \ll 0$$

Кривые разделяют всю область значений ν и $\frac{F_x}{F_1}$ на две части: безотрывных диффузоров (область **I**) и отрывных диффузоров (область **II**). F_x – площадь диффузора по координате x . Кривая 1 относится к более благоприятным условиям входа (толщина вытеснения пограничного слоя на входе $\delta_1^* \approx 0$). Кривая 2 относится к случаю установки диффузора за длинным входным участком, при котором $\delta_1^*/D_1 \approx 0$.

На рис. 3.3.3. представлены данные экспериментальных исследований течения в плоском диффузоре. Показаны области характерных режимов течения в диффузоре в координатах $l/l_1 - \nu$.

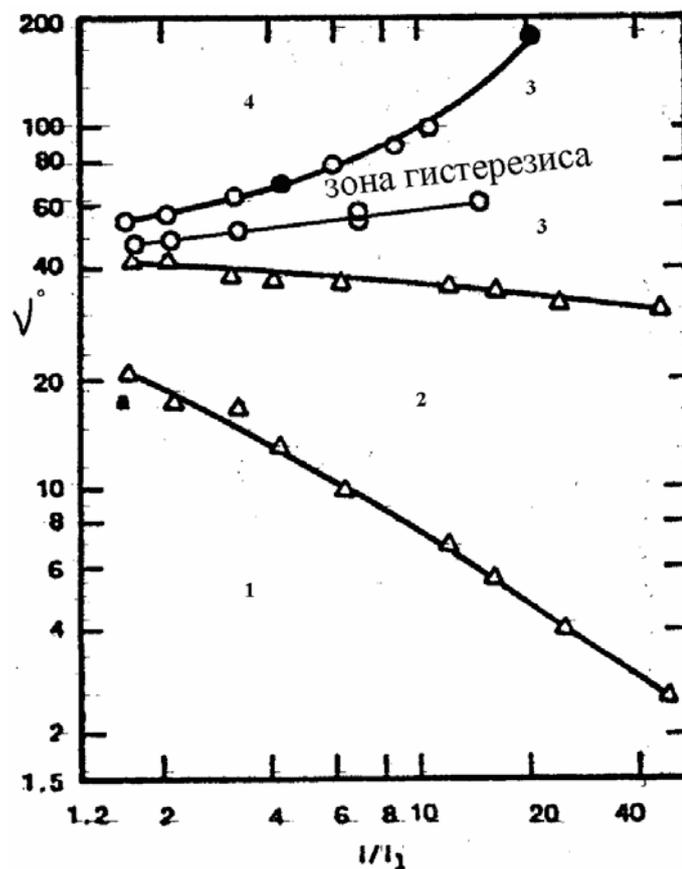


Рис. 3.3.3. Характерные режимы течения в плоском диффузоре: 1 – отрыва не возникает; 2 – нестационарный срыв на одной из стенок; 3 – срыв на одной стенке; 4 – срыв на двух стенках

Здесь параметр l/l_1 представляет собой относительную длину диффузора (l – длина диффузора, l_1 – ширина диффузора на входе). Существуют четыре характерные зоны течения:

- в зоне 1 отрыв потока в диффузоре не возникает,
- увеличение угла раскрытия при неизменной относительной длине диффузора ведет к переходу в зону 2 с периодически возникающим отрывом на одной из стенок диффузора,
- дальнейшее увеличение угла раскрытия процесс переходит в зону 3, когда на одной из стенок диффузора отрыв потока присутствует постоянно,
- при еще больших углах раскрытия отрывы существуют на обеих стенках диффузора – зона 4.

На рис. 3.3.4 представлена экспериментальная зависимость коэффициента сопротивления $\zeta_d = \frac{h_w}{c_1^2 / 2}$ конического диффузора от числа Re при отношении $F_2/F_1 = 4$, при трех разных углах раскрытия диффузора ν и двух отношениях начального участка без расширения (l_0) к входному диаметру диффузора l_0/D_1 .

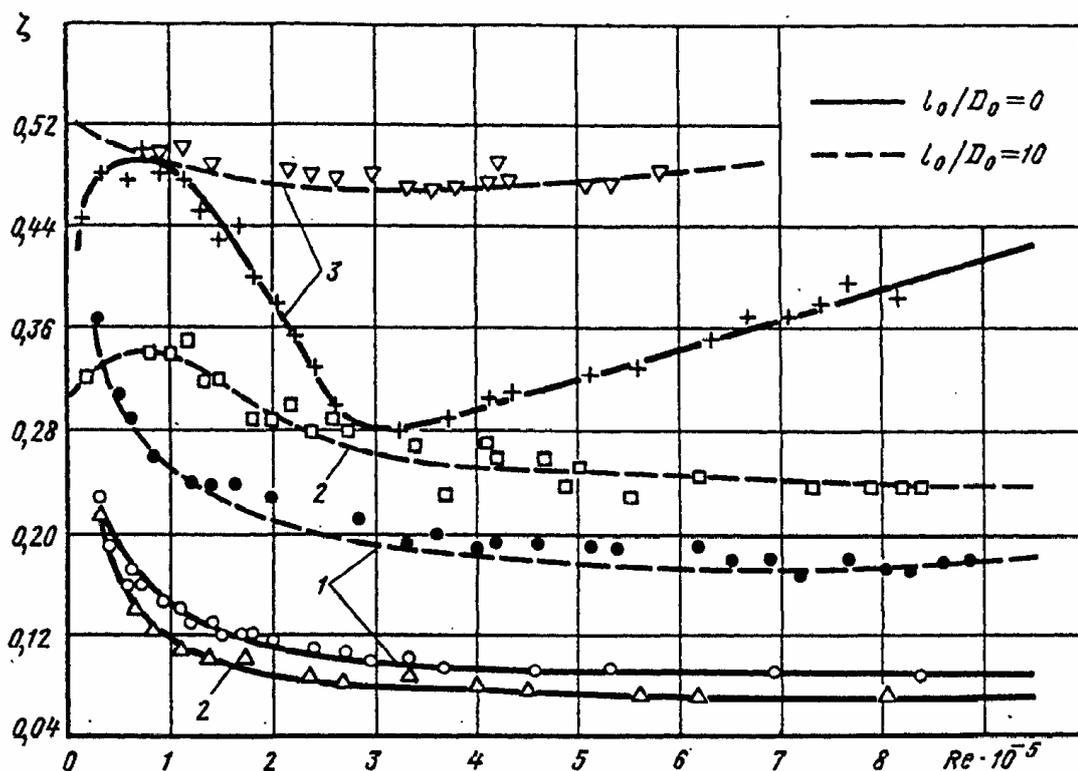


Рис. 3.3.4. Зависимость коэффициента сопротивления ζ конического диффузора от числа Re при $F_1/F_0 = 4$ и различных ν и двух значениях

$$l_0/D_1: 1 - \nu = 4^\circ; 2 - \nu = 10^\circ; 3 - \nu = 30^\circ \quad [13]$$

При $l_0/D_1 = 10$ на входе в диффузор имеется достаточно толстый пограничный слой. Это приводит к более раннему отрыву и к большим потерям по сравнению с $l_0/D_1 = 0$.

Из сопоставляемых значений ν наименьшие потери у диффузора с углом раскрытия 10° . Угол раскрытия 30° значительно превышает величины, находящие применение в диффузорах технических устройств.

Зависимость его потерь от критерия Рейнольдса нетипична. Диффузоры с углами раскрытия $\nu = 2^\circ$ и $\nu = 10^\circ$ при числах Рейнольдса больше 3×10^5 работают в области автомодельности по этому критерию подобия. При меньших значениях Re коэффициент потерь возрастает, что указывает на отрицательную роль перехода к ламинарному течению.

Оптимальный и эквивалентный углы раскрытия диффузора. Приближенные инженерные методы определения потерь и оптимальных геометрических соотношений диффузоров базируются на обширных экспериментах, понятных физических моделях течения и состоят из системы достаточно простых алгебраических соотношений.

Физическая модель течения сводится к тому, что потери в диффузорах условно делят на потери трения и потери расширения, под которыми понимаются потери, связанные с вихреобразованием при наличии отрывов. При этом потери расширения определяются как разность экспериментально измеренных суммарных потерь и рассчитанных по аналогии с рассмотренными выше прямыми трубами потерь на трение. То есть, применяется условная схема деления действительных потерь на две группы в зависимости от того, какова физическая природа их возникновения: $h_{w\partial} = h_{wmp} + h_{wрасц}$, или в безразмерном виде:

$$\zeta_{\partial} = \zeta_{mp} + \zeta_{расц} . \quad (3.3.2)$$

Потери трения в диффузоре рассчитывают упрощенно, принимая в качестве исходного соотношения формулу для потерь трения в трубе

бесконечно малой длины $dh_{mp} = \lambda \frac{dl}{d_2} \times \frac{c^2}{2}$, или:

$$h_{mp} = \int_1^2 \lambda \frac{dl}{d_2} \times \frac{c^2}{2} . \quad (3.3.3)$$

Коэффициент трения λ выносят из-под знака интегрирования, полагая его равным коэффициенту трения труб.

Следует четко представлять условность этого приема. На основных участках труб профили скорости, касательные напряжения и скорости не меняются по длине трубы. По этой причине коэффициент трения одинаковый везде на основном участке трубы. В диффузоре касательные напряжения и скорости по длине трубы уменьшаются, поэтому величина $\lambda = \frac{\tau}{\rho c^2 / 2}$ уменьшается по длине диффузора. Так что принятие среднего значения коэффициента трения в диффузоре коэффициенту трения в трубе – это условный прием, применяемый для условного же деления экспериментально определенных потерь в диффузоре на две составляющие.

Интегрирование уравнения (3.3.3) для конического диффузора производится с учетом следующих обстоятельств:

– при незначительном влиянии сжимаемости и в пренебрежении влиянием отрыва потока, загромождающего проходное сечение $c = c_1 \frac{F_1}{F_x}$,

– изменение проходного сечения равно $dF = d\left(\frac{\pi}{4} D^2\right) = \frac{\pi}{2} D \times dD$, где

$$dD = 2dx \times \operatorname{tg} \frac{\nu}{2},$$

– длина пути газа вдоль стенки $l = \frac{x}{\cos \frac{\nu}{2}}$ (x – координата вдоль оси

диффузора),
Тогда:

$$\zeta_{mp} = \frac{\lambda}{8 \sin(\nu/2)} (1 - c^2). \quad (3.3.4)$$

Для коэффициента потерь расширения $\zeta_{расш} = \zeta_{изм} - \zeta_{mp}$ предложена следующая эмпирическая формула [17]:

$$\zeta_{расш} = K_1 \varphi_{расш} \left(1 - \frac{c_2}{c_1}\right)^2 = K_1 \varphi_{расш} \left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2. \quad (3.3.5)$$

В этой формуле: $\left(1 - \frac{c_2}{c_1}\right)^2$ – это коэффициент потерь внезапного расширения (формула Борда – Карно, рассмотренная выше при анализе ударных потерь на входе в лопаточные каналы), т.е. коэффициент потерь при выходе потока из канала с поперечным сечением F_1 в канал большего сечения F_2 без переходного участка, $\varphi_{расш}$ – эмпирический **коэффициент полноты удара**. При относительно небольших углах раскрытия этот коэффициент заметно меньше единицы, что и делает диффузоры более эффективными преобразователями кинетической энергии по сравнению с внезапным расширением, K_1 – эмпирический коэффициент, учитывающий состояние поля скоростей и пограничного слоя на входе в диффузор. По [17], при $c_{1max}/c_{1p} = 1,16$, $K_1 = 1,22$. При очень неравномерном поле скоростей на входе, например за поворотным коленом, коэффициент K_1 может достигать значений 6 – 7.

Коэффициент $\varphi_{расш}$ в наибольшей степени зависит от угла раскрытия диффузора. Для углов $\nu = 0...40^\circ$ рекомендована такая эмпирическая формула:

$$\varphi_{расш} \approx 3,2K_2[\operatorname{tg}(\nu_3/2)]^{1,25}, \quad (3.3.6)$$

где K_2 – коэффициент, характеризующий форму поперечного сечения диффузора; ν_3 – эквивалентный угол раскрытия канала в градусах (поясняется ниже).

Значение коэффициента K_2 равно единице для конических диффузоров, а для диффузоров другой формы приведены эмпирические формулы.

Опыты показывают, что диффузоры наиболее эффективно преобразовывают кинетическую энергию в давление при небольших углах раскрытия. Суть влияния величины угла раскрытия на потери в диффузоре иллюстрирует схема на рис. 3.3.5.

При угле раскрытия 180° диффузор превращается во внезапное расширение. Коэффициент потерь расширения в соответствии с формулой

Борда – Карно равен $\zeta_{в.р.} = 0,5\left(1 - \frac{F_1}{F_2}\right)^2$. При умеренных углах раскрытия

коэффициент $\zeta_{расш} < \zeta_{в.р.}$, так как коэффициент полноты удара $\varphi_{расш}$ меньше единицы и уменьшается с уменьшением угла раскрытия.

В соответствии с данными на рис. 3.3.3 при определенных значениях отношения площадей и малых углах раскрытия отрыв вообще не возникает. Однако при малых углах раскрытия длина диффузора больше, что ведет к росту потерь трения. В пределе при $\nu \rightarrow \infty$ длина диффузора и потери трения стремятся к бесконечности.

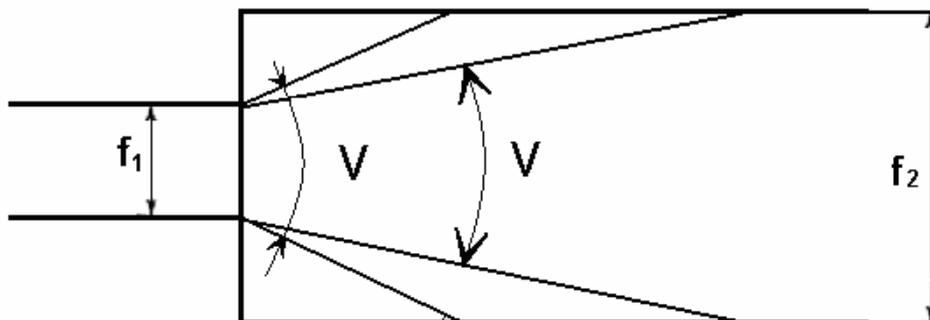


Рис. 3.3.5. Влияние угла раскрытия на длину диффузора при заданных сечениях на входе и выходе

Опыты показывают, что при интересных для практики отношениях площадей сумма потерь трения и расширения минимальна при углах раскрытия примерно $6-8^\circ$ для конических диффузоров, и $10-12^\circ$ для плоских диффузоров. Угол раскрытия диффузора, при котором коэффициент потерь минимальный, является **оптимальным углом раскрытия**.

Потери на расширение при малых ν невелики, а при образовании отрыва пограничного слоя резко возрастают. Отсюда следует, что минимальные потери в диффузоре соответствуют примерно наибольшему углу раскрытия, при котором еще не возник отрыв пограничного слоя.

При возможности следует применять диффузоры именно с такими углами раскрытия. При необходимости затормозить поток при ограниченной длине диффузора приходится применять большие углы раскрытия. Связанный с этим рост потерь следует оценить по формулам (3.3.2, 3.3.4, 3.3.5).

В технических устройствах приходится иметь дело с каналами сложной формы. Для оценки их эффективности введено понятие **об эквивалентном угле раскрытия**. Это угол раскрытия конического диффузора с длиной, равной длине анализируемого произвольного канала, и с одинаковыми площадями входного и выходного сечений:

$$l_{\text{экв}} = l, F_{1\text{экв}} = \pi r_{1\text{экв}}^2 = F_1, F_{2\text{экв}} = \pi r_{2\text{экв}}^2 = F_2. \quad (3.3.7)$$

Тогда:

$$\operatorname{tg} \frac{\nu_{\text{экв}}}{2} = \frac{r_{2\text{экв}} - r_{1\text{экв}}}{l_{\text{экв}}} = \frac{\sqrt{\frac{F_2}{\pi}} - \sqrt{\frac{F_1}{\pi}}}{l}. \quad (3.3.8)$$

Потери в канале произвольной формы можно рассчитать по формулам для конического диффузора, но это не значит, что они будут таковыми в действительности. Вероятнее всего, действительные потери будут больше, так как усложнение формы канала ведет к росту потерь. Смысл оценки качества произвольного диффузорного канала с помощью эквивалентного угла раскрытия заключается в оценке соотношения потерь трения и расширения. Если эквивалентный угол мал, то велики потери трения. Если он больше оптимальных значений $6-8^\circ$, следует опасаться больших потерь расширения (отрыва). Применительно к конкретным каналам имеются соответствующие приемы влияния на эквивалентный угол раскрытия. Пример показан на рис. 3.3.6.

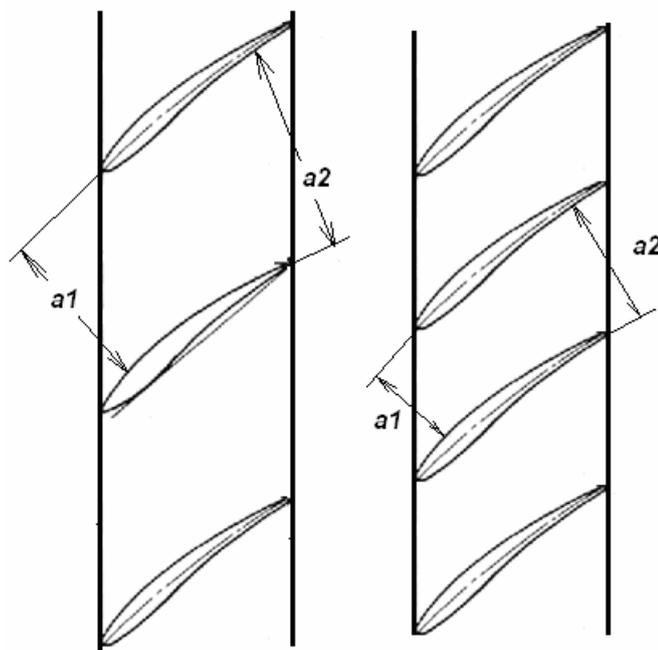


Рис. 3.3.6. Схема влияния относительного шага диффузорной лопаточной решетки на эквивалентный угол раскрытия

Оценим с помощью этого параметра межлопаточный канал элементарной решетки осевого компрессора. Так как у элементарной

решетки высота равна единице, ее плоский канал логичнее оценить оптимальным углом раскрытия плоского диффузора $10 - 12^{\circ}$:

$$\operatorname{tg} \frac{v_{\text{эке}}}{2} = \frac{a_2 - a_1}{2B} = \frac{t}{B} \times \frac{\sin \beta_{\text{л}2} - \sin \beta_{\text{л}1}}{2}. \quad (3.3.9)$$

Понятно, что при слишком малом расстоянии между лопатками потери трения станут недопустимо велики, а при большом расстоянии между лопатками возрастут потери отрыва. Разумеется, такие важные для теории и практики турбомашин объекты были тщательно испытаны, и для их оптимального проектирования выработаны более подходящие приемы. Тем не менее, рассмотренный пример правильно характеризует тенденцию изменения соотношения между двумя основными видами потерь напора в проточной части.

Способы уменьшения потерь в диффузоре. При проектировании диффузора не всегда удаётся обеспечить оптимальный угол раскрытия по конструктивным соображениям. При заданных площадях на входе и выходе из диффузора и ограничении его длины угол раскрытия может оказаться значительно больше оптимального значения. В этом случае произойдет отрыв потока, и потери в диффузоре будут значительными.

При ограниченных осевых размерах диффузора уменьшить потери (в частности, достичь безотрывного течения) можно путем установки разделительных стенок, направляющих лопаток, применением криволинейных образующих стенок диффузора, воздействием на пограничный слой для уменьшения его толщины. Цель всех этих методов – сместить точку отрыва вниз по потоку.

Суть изложенных приемов, их эффективность и способ расчёта подробно изложены в [13]. На рис. 3.3.7 показаны способы уменьшения потерь отрыва **установкой разделительных стенок** (а, б) и **направляющих лопаток** – дефлекторов (в).

Разделительные рёбра превращают диффузор с большим углом раскрытия в ряд диффузоров со значительно меньшими углами раскрытия, и тем самым позволяют избежать возникновения отрыва или, по крайней мере, значительно уменьшить отрывную зону. Этим достигается как уменьшение потерь, так и более равномерное распределение скоростей по сечению. Эффективность разделительных стенок тем значительнее, чем больше общий угол раскрытия диффузора.

Поскольку введение разделительных стенок (или лопаток) увеличивает потери трения, то при сравнительно малых углах раскрытия разделительные стенки могут наоборот привести к росту потерь в

диффузоре. Поэтому при расчёте диффузора следует грамотно выбирать число разделительных стенок.

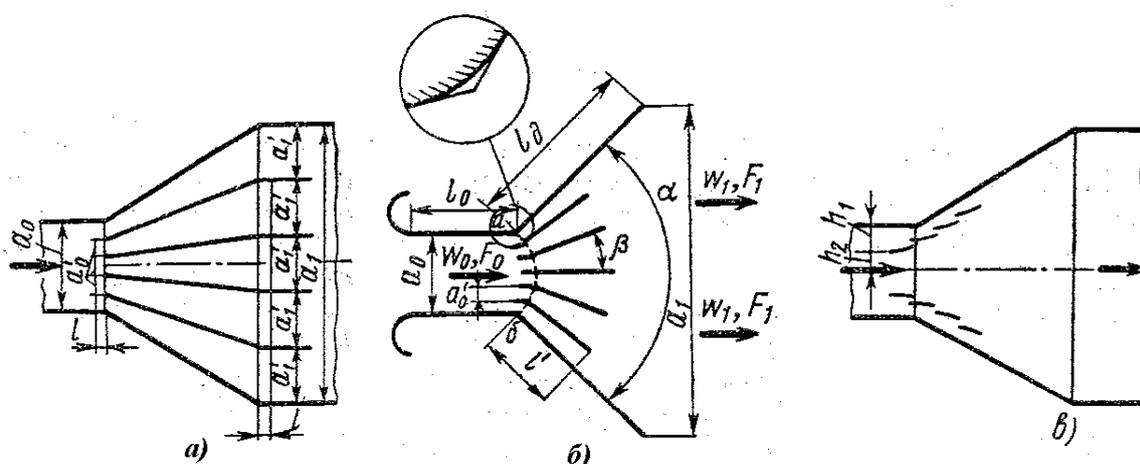


Рис. 3.3.7. Уменьшение потерь установкой разделительных стенок: (а) – удлинённых, (б) – укороченных, (в) – направляющих лопаток - дефлекторов

При использовании удлинённых стенок (рис. 3.3.7 а) их число z зависит от угла раскрытия диффузора. Например, при $\alpha = 30^\circ$ число стенок $z = 2$, при $\alpha = 60^\circ$ – $z = 4$, при $\alpha = 90^\circ$ – $z = 6$, при $\alpha = 120^\circ$ число стенок $z = 8$. Стенки располагают так, чтобы расстояние a_0 между ними на входе в диффузор было строго одинаковым, расстояние a_1 на выходе из него – примерно одинаковым.

При использовании укороченных стенок (рис. 3.3.7 б) угол между соседними стенками выбирается в диапазоне $\beta \approx 7 \dots 10^\circ$, относительная длина стенок l/a_0 выбирается в зависимости от угла β , с ростом угла β относительная длина стенок уменьшается. Например, при $\beta = 7^\circ$ принимается $l/a_0 = 20$, при $\beta = 10^\circ$ – $l/a_0 = 10$.

Направляющие лопатки (дефлекторы) (3.3.7 в) отклоняют часть потока с более высокой скоростью из средней области диффузора к его стенкам, в зону возможного образования отрыва. В результате зона отрыва уменьшается или полностью устраняется. Наибольший эффект, как и в случае использования разделительных стенок, достигается при больших углах раскрытия. Так, при угле раскрытия $\alpha > 90^\circ$ коэффициент потерь диффузора за счёт установки лопаток может быть уменьшен почти в 2 раза. Число лопаток выбирается в зависимости от угла раскрытия. Чем больше этот угол, тем больше должно быть число лопаток.

Повышение эффективности диффузора может быть достигнуто за счёт **отсасывания или сдувания пограничного слоя** – рис. 3.3.8. При отсасывании пограничного слоя (рис. 3.3.8 а) на место удалённой массы газа устремляются более быстрые частицы. Зона отрыва отодвигается вниз по потоку. Эффективность отсасывания пограничного слоя зависит от отношения массы отсасываемого через боковые щели газа к значению массового расхода через диффузор. При относительном расходе отсасываемого газа в диапазоне 2–3% сопротивление диффузора снижается на 30–40%.

Сдувание пограничного слоя (рис. 3.3.8 б) увеличивает скорость потока вблизи стенок. В этом случае зона отрыва также перемещается вниз по потоку.

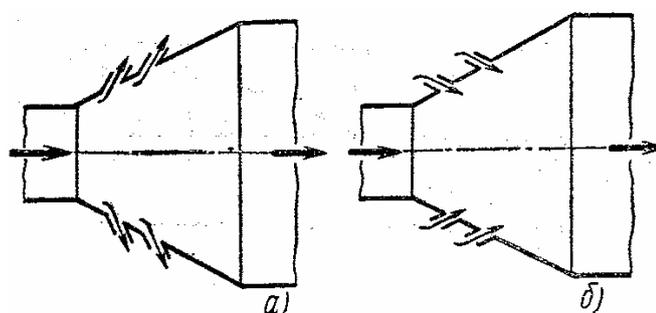


Рис. 3.3.8. Уменьшение потерь за счёт: (а) – отсасывания, (б) – сдувания пограничного слоя

Значительно уменьшить потери в диффузоре (в 2 раза и более) позволяет **применение стенок с поперечным оребрением** – рис. 3.3.9.

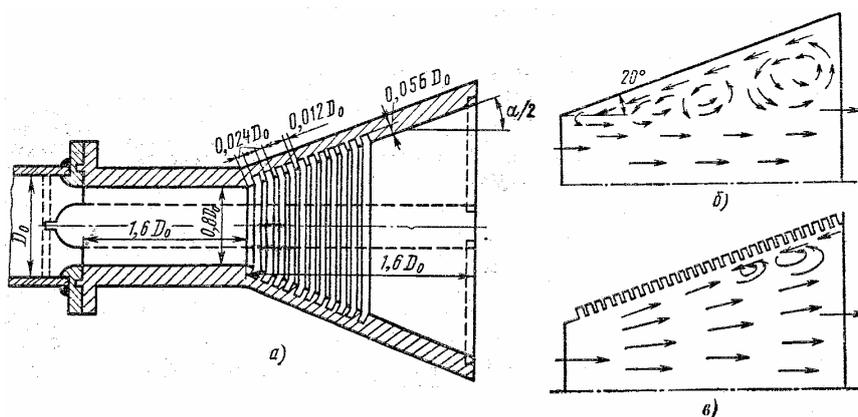


Рис. 3.3.9. Уменьшение потерь за счёт поперечного оребрения стенки диффузора: (а) – оптимальные параметры оребрения; (б) – структура потока при гладкой стенке, (в) – структура потока при оребрённой стенке

Одновременно с понижением сопротивления выравнивается профиль скоростей по сечению диффузора. Это обусловлено тем, что отрывная зона, возникающая при отсутствии оребрения (рис. 3.3.9 б), при оребренной стенке заменяется системой мелких отрывов (рис. 3.3.9 в). Наилучший эффект для диффузоров круглого сечения достигается при угле раскрытия диффузора $40 - 45^{\circ}$.

Выводы по движению газа в прямоосных диффузорах:

1. В диффузорных каналах, в том числе в диффузорных элементах проточной части турбокомпрессоров, к неизбежным в любом случае потерям трения могут прибавиться потери другой физической природы – **вихревые потери, они же потери отрыва, или потери расширения.** Суммарные потери при этом сильно возрастают.

2. Возникновение отрыва делает поток нестационарным. Изменение силы воздействия потока на поверхности каналов во времени может вызвать опасные вибрации технических устройств и привести к развитию усталостных напряжений.

3. Для исключения отрыва потока следует избежать условия его возникновения, т.е. избежать уменьшения до нуля касательного

напряжения на поверхности канала $\tau = \mu' \frac{\partial c}{\partial n}$. В прямоосных диффузорах

для этого нужно ограничивать замедление потока при том или ином угле его раскрытия (рис. 3.3.3). При профилировании лопаточных аппаратов ТК применяются аналогичные по сути приемы контроля замедления потока.

4. При невозможности избежать отрыва следует стремиться к тому, чтобы точка отрыва была максимально удалена от начала диффузорного канала. Меньшая кинетическая энергия в точке отрыва означает меньшие вихревые потери. Суммарные потери «трение + отрыв» следует сделать минимальными. В диффузорах для этого следует выбирать оптимальный угол раскрытия. Для профилирования проточной части ТК сформулированы приемы, так же минимизирующие суммарные потери.

5. Для повышения эффективности диффузоров с углами раскрытия больше оптимального существует ряд описанных выше приемов. В том или ином виде эти приемы используются при профилировании проточной части турбомашин.

6. Негативное влияние на эффективность диффузоров оказывает наличие толстого пограничного слоя на входе и неравномерность потока. И то и другое приводит к более раннему отрыву. По причине более толстых пограничных слоев ламинарное движение в диффузоре сопровождается более ранним отрывом и большими потерями. При турбулентном движении потери отрыва считаются автомодельными по отношению к критерию Рейнольдса, т.е. не зависят от его значения.

3.4. ТЕЧЕНИЕ В КРИВОЛИНЕЙНЫХ КАНАЛАХ

Принцип действия турбомашин заключается в отклонении лопатками потока от инерциального направления, в результате чего возникают силы взаимодействия, сжимающие и перемещающие газ (ТК), или преобразующие его энергию в механическую работу (турбины). Закономерности движения газа в этих условиях принципиально важны.

Простейшей моделью криволинейного канала проточной части является поворотное колено, соединяющее два прямых трубопровода – рис. 3.4.1. Оно представляет интерес и само по себе, являясь составной частью трубопроводов самых различных технических устройств.

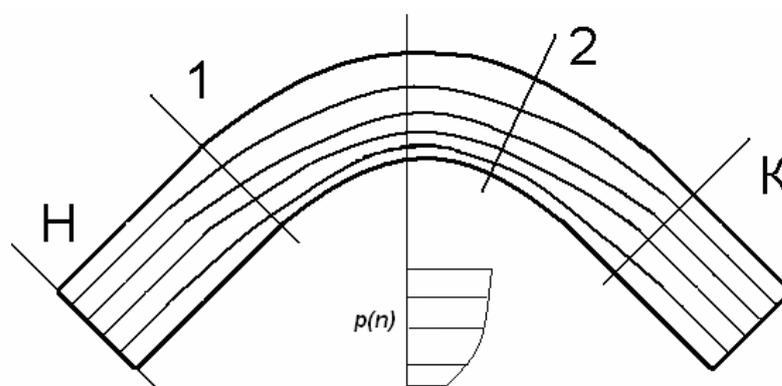


Рис. 3.4.1. Схема движения невязкого газа в криволинейном колене

В соответствии с принятым принципом рассмотрим сначала невязкое течение. Анализ невязкого течения позволяет более просто выявить главные закономерности. Будем иметь в виду также, что ядро потока на входе в ТК и в большинстве его каналов – невязкое, потенциальное. Последнее означает, что полная механическая энергия газовых частиц

одинакова во всем объеме $p^* = p + \rho \frac{c^2}{2} = const$.

В поворотном колене газовые частицы движутся по криволинейной траектории. Элементарная частица с размерами ds , dn , db (последнее – размер частицы в плоскости, перпендикулярной чертежу) испытывает воздействие центробежной силы $dP_{ц} = dm \frac{c^2}{R}$, где масса частицы, равная произведению плотности на объем частицы $dm = \rho \times ds \times dn \times db$.

Для того, чтобы газовая частица могла двигаться по криволинейной траектории, массовая центробежная сила должна уравновешиваться силой реакции со стороны внешних сил, действующих на частицу. На поверхность газовых частиц действуют две внешние силы – сила давления

по нормали, и сила трения по касательной. В невязком потоке сила трения отсутствует по определению. Однако и в вязком потоке она слишком мала для того, чтобы заметно повлиять на условие равновесия. Итак, центробежная сила должна уравниваться внешней силой, возникающей из-за разности давлений на гранях частицы, $dP_y = dP_\rho$,

$$dm \frac{c^2}{R} = ds \times db \times \frac{\partial p}{\partial n} dn.$$

Таким образом, условие равновесия газовой частицы на криволинейной траектории обеспечивается тем, что давление на ее грани, обращенной к выпуклой поверхности колена меньше, а на противоположной – больше. Поворот потока неизбежно вызывает появление градиента давления от выпуклой к вогнутой поверхности:

$$\frac{\partial p}{\partial n} = \rho \frac{c^2}{R}. \quad (3.4.1)$$

На рис. 3.4.1 показана эпюра давления $p = f(n)$, имеющая нелинейный характер. Вблизи выпуклой поверхности градиент давления больше, так как радиус кривизны здесь меньше. Принципиально важен тот факт, что появление градиента давления вызывает появление градиента скорости, так как полное давление у всех частиц одинаковое. Тогда уравнение равновесия (3.4.1) можно представить так:

$$\frac{\partial \left(p^* - \rho \frac{c^2}{2} \right)}{\partial n} = \rho \frac{c^2}{R}, \text{ или:}$$

$$\frac{\partial c}{\partial n} = -\frac{c}{R}. \quad (3.4.2)$$

Из приведенного следует, что области минимального давления соответствует область максимальной скорости. На выпуклой поверхности давление меньше, а скорость больше чем в среднем по сечению, на вогнутой поверхности – наоборот.

Из условий равновесия следует, что в прямолинейном канале при потенциальном течении градиентов давления и скорости по нормали быть не может. Итак, равномерный в поперечном сечении поток в прямой трубе подходит к поворотному колену. Под действием разрежения на выпуклой поверхности приближающиеся к ней частицы начинают ускоряться еще в прямой трубе, а вблизи вогнутой поверхности – тормозиться. На выходе из

колена происходит противоположный процесс – газové частицы начинают выравнивать скорости и давления по нормали.

Траектории газových частиц в колене и сопряженных трубопроводах показаны на рис. 3.4.2.

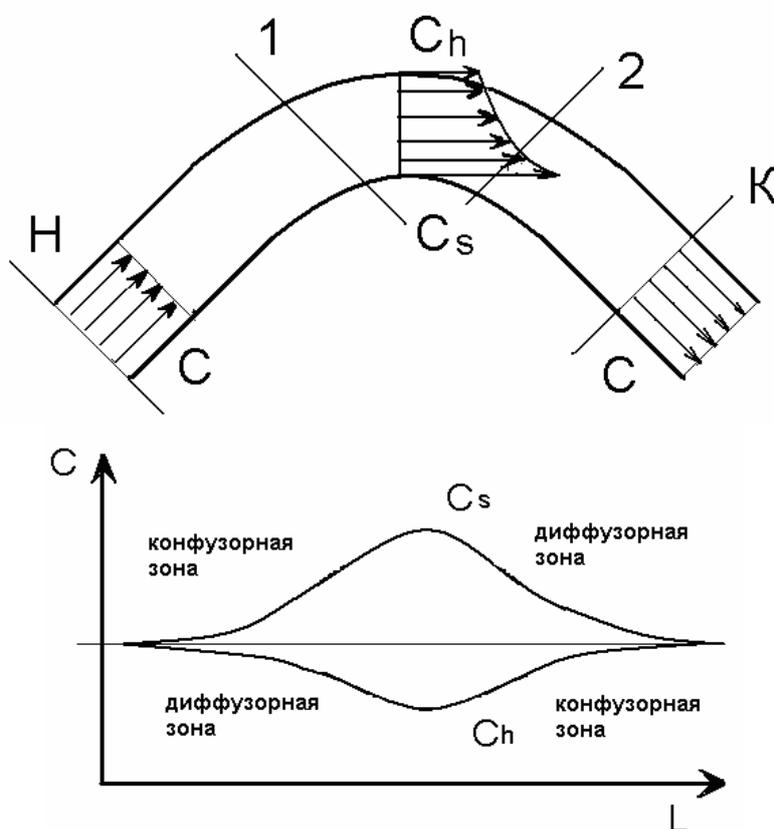


Рис. 3.4.2. Траектории газových частиц в колене и сопряженных трубопроводах и диаграмма скоростей на поверхностях

Видно, что радиусы кривизны траекторий вблизи выпуклой и вогнутой поверхностей больше R_s и R_h , так как искривление их траекторий начинается и заканчивается в прямолинейных каналах. Для струек у стенок наблюдается различный характер движения. Вдоль выпуклой стенки сначала наступает ускоренное (конфузорное) течение (область «кон» на рис. 3.4.2), а затем – диффузорное (область «диф»). У внешней (вогнутой) поверхности имеем обратную картину: сначала диффузорное, а затем конфузорное течение вне зависимости от характера течения в среднем. Характер изменения средней скорости по каналу будет либо содействовать, либо ослаблять местную диффузорность или местную конфузорность на отдельных участках.

При рассмотрении вязкого потока наличие местных диффузорных зон имеет принципиальное значение, так как в этих областях может возникнуть условие отрыва, подобно рассмотренным выше диффузорам. При сильном повороте потока отрывы и возникают. Понятно, что наиболее опасен отрыв в диффузорной зоне на выпуклой поверхности, где скорости заметно больше, чем в диффузорной зоне на поверхности вогнутой.

Для иллюстрации на рис. 3.4.3 приведены результаты расчета вязкого потока в поворотном колене перехода из диффузора в обратно-направляющий аппарат ступени центробежного компрессора (кафедра КВХТ). Расчет условный, так как в показанном случае поток не имеет окружающей составляющей, чего не может быть в реальной ступени.

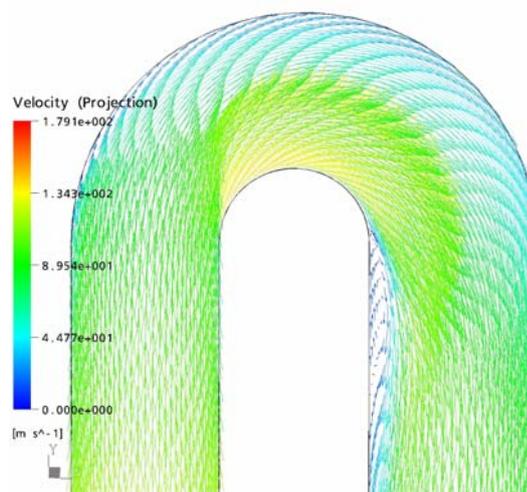


Рис. 3.4.3. Векторы скорости в осесимметричном поворотном колене «диффузор – обратно-направляющий аппарат» ступени центробежного компрессора

В данном случае отрыв происходит на выходе потока со стороны выпуклой поверхности на выходе из колена. В диффузорной зоне на вогнутой поверхности отрыва нет, но поток сильно замедленный.

Возникающие при повороте потока градиенты скорости надо учитывать при профилировании многих элементов проточной части ТК. Например, на входе в рабочее колесо ЦК в меридиональной плоскости поток поворачивает на 90^0 , или на 180^0 в зависимости от конструкции входного устройства. Рассчитанное изменение меридиональной скорости в невязком ядре потока на нескольких поверхностях тока перед РК и внутри межлопаточного канала показано на рис. 3.4.4.

Опасность отрыва и сопутствующие потери тем сильнее, чем большее замедление потока происходит на выпуклой поверхности, т.е.,

чем больше пик скорости в ее середине. Разность скоростей в невязком ядре на выпуклой и вогнутой поверхностях равна $c_s - c_h = \int_h^s \frac{c}{R} dn$. При прочих равных условиях разность скоростей тем больше, чем больше размер канала по нормали, и меньше радиус кривизны поворота. Для оценки формы криволинейного колена часто используют отношение размера по нормали к радиусу кривизны выпуклой поверхности $\frac{n}{R_s}$.

Вторым фактором, влияющим на пик скорости, является угол поворота потока в колене.

По сравнению с прямолинейным каналом с тем же поперечным сечением и длиной, потери трения в поворотном колене больше из-за неравномерности скоростей по нормали. Потери пропорциональны кинетической энергии, которая всегда больше в неравномерном потоке.

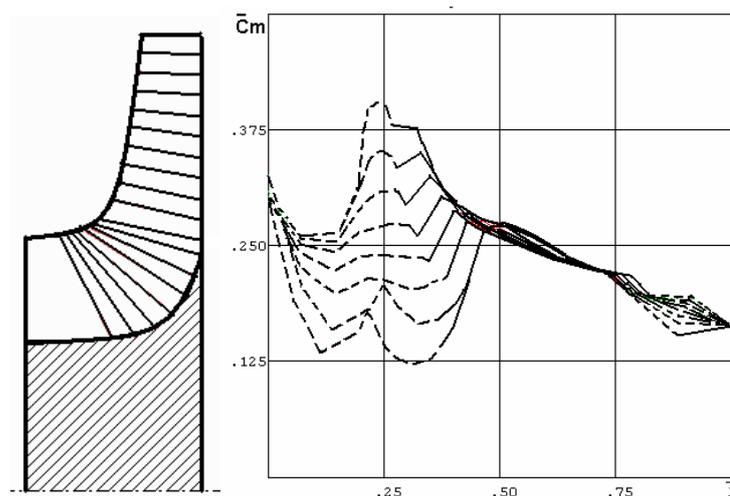


Рис. 3.4.4. Схема рабочего колеса с осевым входом и изменение меридиональной скорости в невязком ядре потока на нескольких поверхностях тока перед РК и внутри межлопаточного канала (программа ЗДМ.023, кафедра КВХТ)

Для уменьшения пика скорости при заданном угле поворота следует уменьшать отношение $\frac{n}{R_s}$. Общая диффузорность или конфузорность колена влияет на последующее замедление и на потери отрыва – рис. 3.4.5.

При увеличении проходного сечения по длине (рис. 3.4.5. б) местная диффузорность на выпуклой поверхности усиливается средним замедлением потока. Такая ситуация характерна для диффузорных каналов

ТК. Для удержания местной диффузорности в допустимых пределах их каналы имеют небольшие углы поворота. Например, межлопаточные каналы рабочих колес осевых компрессоров изогнуты всего на $20 - 25^\circ$. Межлопаточные каналы турбин конфузорные (рис. 3.4.5 в). Там допустимые углы поворота намного больше.

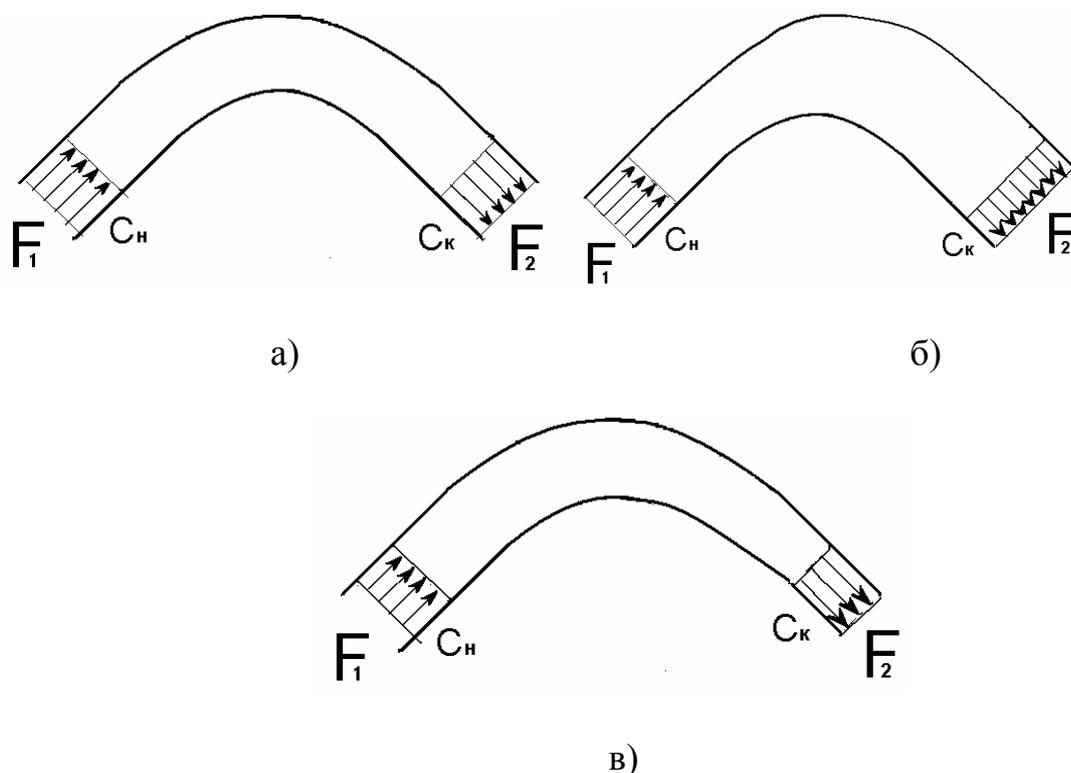


Рис. 3.4.5. Поворотные каналы с разным характером изменения проходного сечения по длине и диаграммы скоростей
(а) – $F = const$, (б) – $F_2 > F_1$, (в) – $F_2 < F_1$

В [13] изложен способ расчёта потерь в каналах с изогнутой осью, в зависимости от их формы по такой схеме:

$$\zeta_{нов} = K_1 \times K_2 \times K_3, \quad (3.4.3)$$

где: K_1 – характеризует зависимость от угла поворота, K_2 – характеризует отношение радиуса поворота оси канала к размеру по нормали, K_3 – характеризует зависимость от относительной вытянутости поперечного сечения канала.

В частности, для колена квадратного сечения с углом поворота менее $\delta < 70^\circ$ соотношение (3.4.3) приводится к такому виду:

$$\zeta_{нов} = 0.9 \sin \delta \frac{0.21}{(R_{cp} / n)^{0.25}} \quad (3.4.4)$$

На рис. 3.4.6 представлена зависимость коэффициента сопротивления от числа Re для колена с $\delta = 90^\circ$. Опытные данные демонстрируют типичную картину автомодельности при высоких числах Рейнольдса, и рост сопротивления при ламинаризации потока.

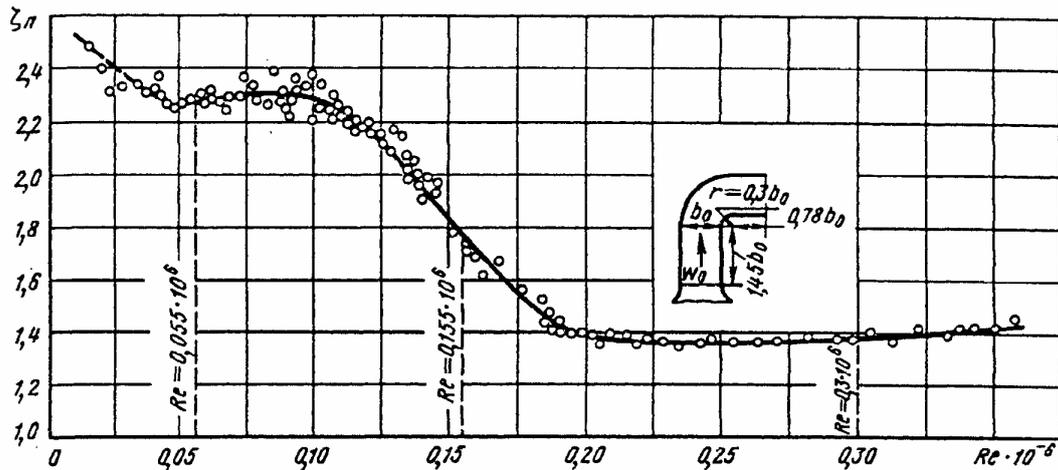


Рис. 3.4.6. Зависимость коэффициента полного сопротивления ζ_{π} от числа Re для отвода с $\delta = 90^\circ$ и гладкими стенками ($\bar{\Delta} = 0,00003$)

Схема течения в колене при переходе от ламинарного к турбулентному течению представлена на рис. 3.4.7.

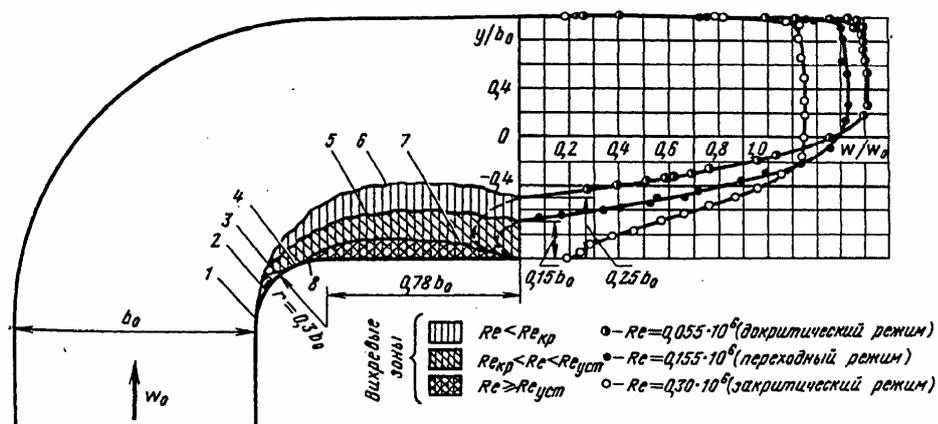


Рис. 3.4.7. Схема отрыва потока от внутренней стенки и распределение скоростей по средней линии сечения отвода с гладкими стенками при различных режимах течения

На рис. 3.4.7: 1 – точка ламинарного отрыва; 2 – «мёртвая» зона отрыва; 3 – точка перехода; 4 – точка прилипания оторвавшегося слоя; 5 – турбулентное расширение оторвавшегося слоя; 6 и 7 – нижняя граница оторвавшихся соответственно ламинарного и турбулентного слоёв; 8 – точка турбулентного отрыва.

В сложных трубопроводах технических систем приходится осуществлять повороты на 90^0 при малой длине колена, что не дает возможности получить малые отношения n/R_s . В этом случае применяют направляющие лопатки, делящие размер колена n на меньшие части, рис. 3.4.8 (обозначения на рисунке как в использованном источнике [17]).

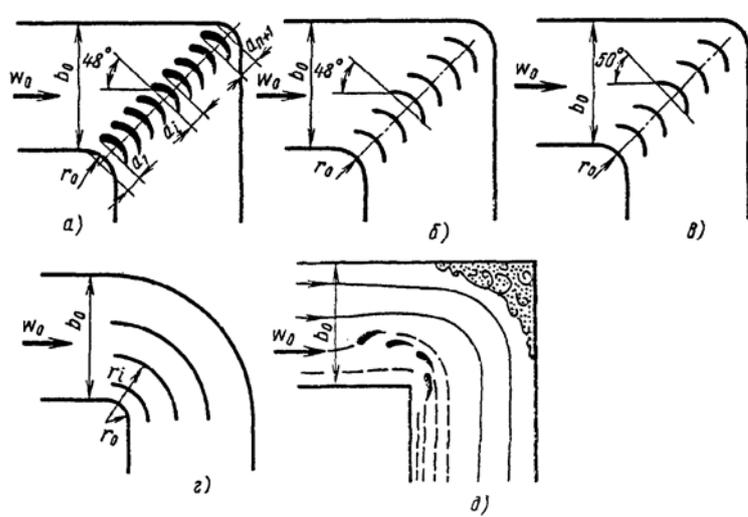


Рис. 3.4.8. Направляющие лопатки в коленах и отводах [13]:
 (а)– профилированные; (б) – тонкие, по дуге 95^0 ; (в) – тонкие, по дуге 107^0 ; (г) – концентрические; (д) – разрезные

Влияние шероховатости, различие в обтекании гидравлически гладкой и шероховатой поверхностей иллюстрирует рис. 3.4.9.

На рис. 3.4.9: 1 – нижняя граница оторвавшегося ламинарного слоя при $Re < Re_{\text{сд}}$; 2 – ламинарный отрыв; 3 – турбулентное расширение оторвавшегося слоя при $Re_{\text{сд}} < Re < Re_{\text{от}}$; 4 – турбулентный отрыв при $Re > Re_{\text{от}}$; 5 – нижняя граница оторвавшегося турбулентного слоя при $Re_{\text{сд}} < Re < Re_{\text{от}}$; 6 – бугорки на шероховатой стенке.

Направляющие лопатки, при правильном выборе размеров, числа и углов установки предотвращают отрыв потокам и образование вихревой области. При этом улучшается распределение скоростей по сечению за поворотом (рис. 3.4.10) и уменьшается сопротивление колена.

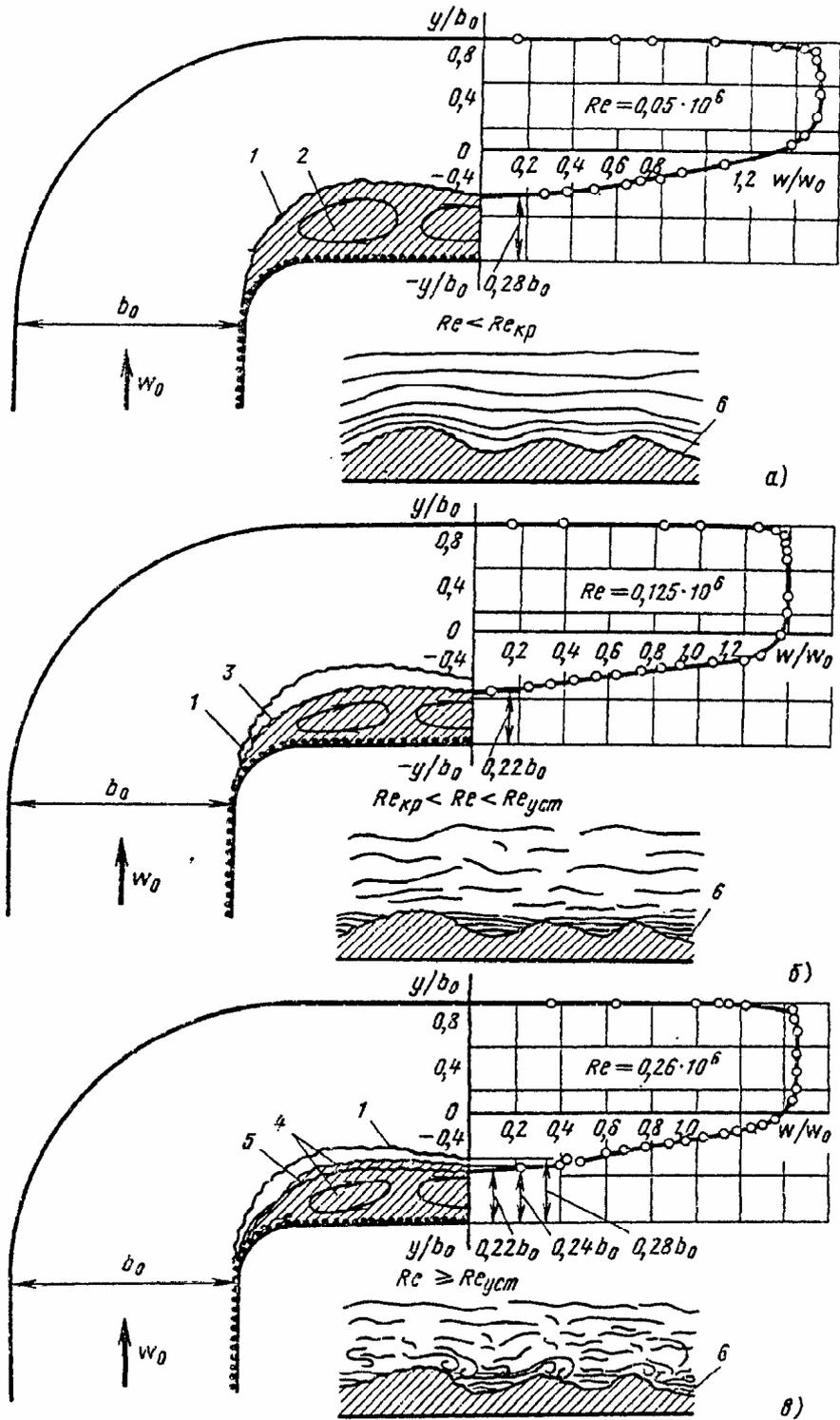
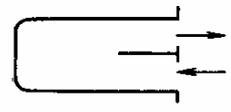
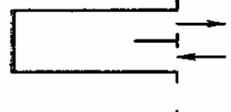
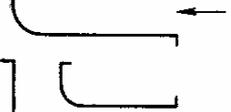
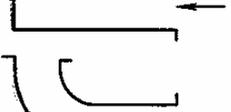
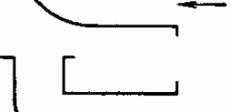
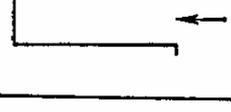


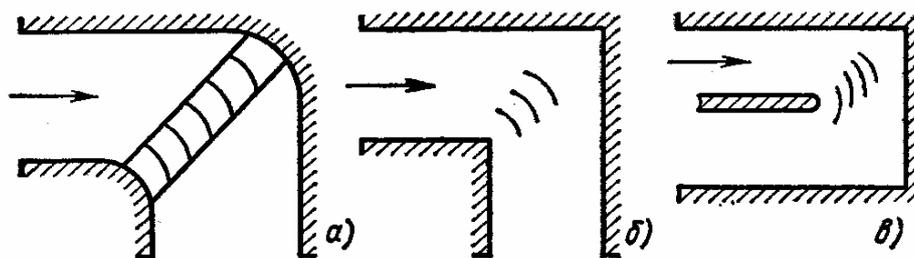
Рис. 3.4.9 Схема отрыва потока и распределение скоростей по средней линии сечения отвода с шероховатой внутренней стенкой ($\bar{\Delta} = 0,001$) при различных режимах течения: (а) и (в) – соответственно ламинарное и турбулентное обтекание бугорков; (б) – переходный режим

исключительно высокую эффективность направляющих лопаток при больших углах поворота и малых радиусах (вплоть до нуля) закругления выпуклой поверхности.

Таблица 3.4.1

Влияние направляющих лопаток на коэффициент потерь поворотных колен [10]

| Модель | $\frac{a_1}{a_2}$ | $\frac{r_1}{a_1}$ | $\frac{r_a}{a_2}$ | Тип лопаток | $\zeta_{\text{пов без лопаток}}$ | $\zeta_{\text{пов с лопатками}}$ |
|---|-------------------|-------------------|-------------------|----------------------|----------------------------------|----------------------------------|
|  | 1 | 0 | 0 | <i>б</i> | 1,647 | 0,358 |
|  | 1 | 0 | 1 | <i>б</i> | 2,705 | 0,560 |
|  | 1 | 0,25 | 1 | <i>б</i> | 1,374 | 0,179 |
|  | 1 | 0,25 | 0 | <i>б</i> | 0,996 | 0,216 |
|  | 1 | 0,0834 | 0,0834 | <i>б</i> <i>а</i> | 1,485 | 0,307 0,45 |
|  | 1 | 0 | 0 | <i>в</i> | 4,01 | 0,702 |
|  | 1 | 0 | 0 | <i>в</i> | 4,25 | 0,653 |
|  | 1 | 0 | 0 | <i>в</i> | 4,51 | 0,783 |



Движение на ограничивающих поверхностях криволинейных каналов. Вторичные течения. Условия равновесия газовых частиц в ядре потока и в пограничном слое на ограничивающих поверхностях криволинейного колена прямоугольного сечения иллюстрирует рис. 3.4.11.

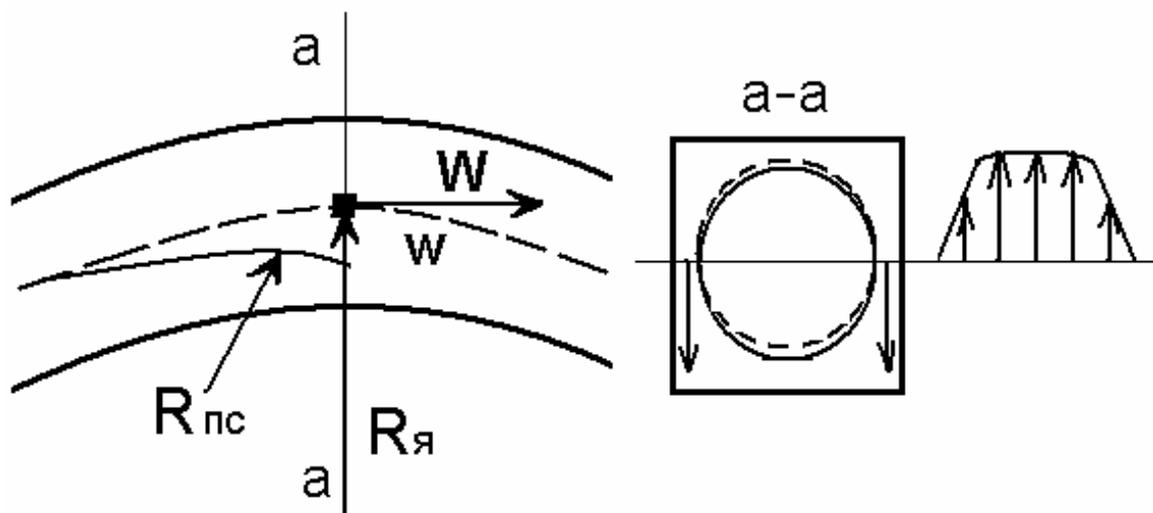


Рис. 3.4.11. Условия равновесия газовых частиц в ядре потока и в пограничном слое на ограничивающих поверхностях

В ядре потока центробежная сила движущихся по криволинейной траектории газовых частиц уравнивается градиентом давления. Принято считать, что градиенты давления, создаваемые изменением векторов скорости в ядре, действуют и в пограничном слое. Тогда равновесие газовых частиц в пограничном слое должно подчиняться условию (силы вязкости малы):

$$\frac{\partial p}{\partial n} = \rho \frac{c_{я}^2}{R_{я}} = \rho \frac{c_{пс}^2}{R_{пс}}. \quad (3.4.5)$$

Поскольку скорости в пограничном слое меньше, чем в ядре, в пограничном слое частицы движутся по более криволинейным траекториям. Чем ближе к ограничивающей поверхности газовая частица, тем меньше радиус кривизны траектории, и тем сильнее направление частиц в пограничном слое отличается от направления потока в ядре. На рис. 3.4.12 показано изменение вектора скорости на разных расстояниях от ограничивающей поверхности, вплоть до ядра потока.

В наибольшей степени направление потока отличается от направления в ядре у самых близких к стенке частиц – направление так называемой **донной линии тока**. В отличие от плоских пограничных слоев в рассмотренных ранее случаях (векторы скорости, вне зависимости от

расстояния от стенки, лежат в одной плоскости) такой **пограничный слой является трехмерным.**



Рис. 3.4.12 . Изменение вектора скорости в криволинейном колене на разных расстояниях от ограничивающей поверхности

Широко использовавшиеся в прошлом приемы теории пограничного слоя были наиболее трудно применимы в отношении таких течений. Поэтому для практических приложений была предложена схема **вторичных течений**. Вектор скорости в пограничном слое проектируется на два направления:

- проекция на направление основного потока представляет как бы обычный пограничный слой,
- проекция на направление, перпендикулярное основному потоку, это вторичное течение.

Вторичные течения проявляются во всех случаях течения с отклонением потока от инерциального направления. На рис. 3.4.13 показаны визуализированные специальным приемом донные линии тока на основном диске рабочего колеса центробежной ступени. Его поверхность является ограничивающей в межлопаточном канале, отклоняющем поток от инерциального направления.

На рис. 3.4.11 показана схема течения в колене, представляющая рассмотренные выше особенности течения. Характер взаимодействия вторичного течения в пограничном слое с основным потоком показывает схема справа. Пограничный слой на ограничивающих поверхностях как бы «стекает» к выпуклой поверхности разрежения. При этом пограничный слой на поверхности давления становится тоньше, а на стороне разрежения – толще. Ядро потока соответственно сдвигается к стороне давления. На рис. 3.4.14 показано, что при прямоугольном сечении канала вторичные течения в углах сворачиваются в вихри.

Если течение в канале развитое, т.е. вязкость проявляется во всем поперечнике сечения, то картина вторичного течения приближается к схеме на правом верхнем рис. 3.4.14.

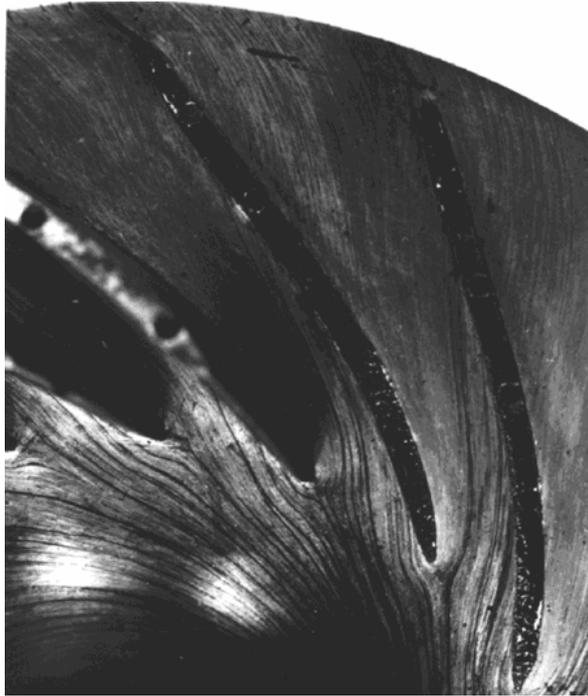


Рис. 3.4.13. Визуализация донных линий тока трехмерного пограничного слоя на поверхности основного диска центробежного рабочего колеса (кафедра КВХТ)

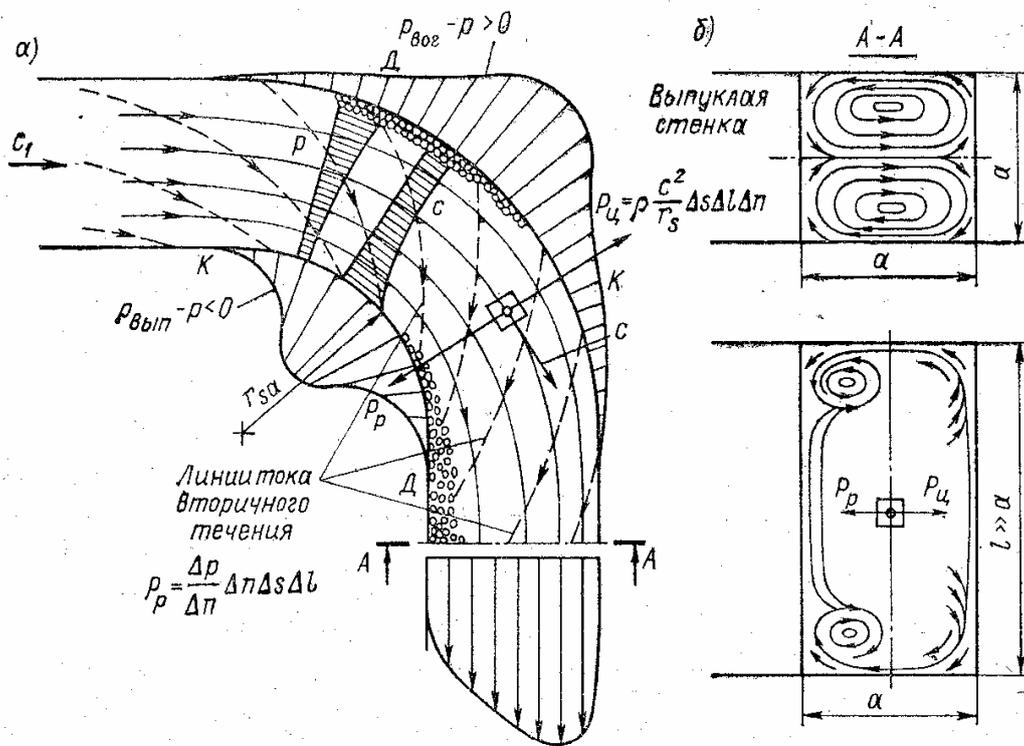


Рис. 3.4.14. Схема вязкого течения в криволинейном канале

Кинетическая энергия вторичного течения постепенно из-за трения преобразуется в теплоту, в связи с чем вторичное течение является источником **вторичных** потерь. Помимо этого, вторичное течение влияет на условия течения в пограничном слое на криволинейных стенках. Утолщение пограничного слоя приводит к более раннему отрыву и возрастанию вихревых потерь в наиболее опасной зоне высоких скоростей на выпуклой стенке. Кроме того, вторичные течения приводят к искажению поля скоростей на выходе из канала.

Стабилизация – дестабилизация течения в криволинейных аналах. Число Россби. Потенциальное ядро потока в прямолинейном канале равномерно в направлении нормали. Отклонение от инерциального направления вызывает появление сил инерции, действующих по нормали – перпендикулярно направлению движения. При этом возникают градиенты давления и скорости. В рассматриваемых неподвижных коленах нормальная сила инерции – это центробежная сила от движения по криволинейной траектории. При рассмотрении потока внутри центробежных РК нужно учитывать и так называемую силу Кориолиса (вопрос обсуждается далее). В любом случае отклонение потока сопровождается изменением скорости потока по нормали. Слои газа движутся с разной скоростью, сдвигаясь друг относительно друга. Движение с отклонением от инерциального направления иногда называют **сдвиговыми течениями**.

Взаимное смещение слоев газа в ядре, которое мы считаем невязким, фактически приводит к появлению касательных напряжений

$\tau_{я} = \mu \frac{\partial c_{я}}{\partial n} \approx \mu \frac{c_{ясп}}{R_{сп}}$ и возникновению потерь трения. Но поскольку

градиент скорости в ядре много меньше, чем в пограничных слоях, потерями трения в ядре принято пренебрегать. Однако сдвиговый характер приводит к более значительным последствиям.

Наблюдения показывают, что при одинаковом усилении местного замедления отрыв потока произойдет раньше на поверхности разрежения – выпуклой поверхности колена. Простые соображения делают эту картину понятной. Образование вихревой зоны в начале вогнутой поверхности заставляет поток сильнее отклоняться от инерциального направления. Кинетическая энергия вихревого течения в зоне отрыва слишком мала, чтобы противостоять давлению набегающего потока, и вихревая зона подавляется. При отрыве в конце выпуклой поверхности разрежения вихревая зона уменьшает отклонение потока. Поток движется как бы по инерции, что убыстряет возникновение отрыва.

Замеченная особенность поведения пограничных слоев при сдвиговом течении находит объяснение и с другой позиции. Тщательные измерения турбулентности в пограничных слоях показали следующее:

– на стороне давления поперечные турбулентные пульсации усиливаются, так как нормальные силы инерции способствуют турбулентному проникновению частиц, расположенных дальше от поверхности, в заторможенные пристеночные слои. Это способствует увеличению градиента скорости в пограничном слое. Условие отрыва $\tau=0$ возникает только при очень сильном замедлении потока вдоль поверхности,

– на стороне разрежения поперечные пульсации более быстро движущихся частиц при перемещении к поверхности должны преодолеть нормальную силу инерции. Эта сила подавляет поперечные пульсации. Пограничный слой становится как бы ламинарным, утолщается и легко отрывается. Продольные пульсации остаются, но они не ведут к обмену импульсами между слоями

Процесс усиления поперечных турбулентных пульсаций иногда называют **дестабилизацией течения**. Процесс ослабления поперечных турбулентных пульсаций, ламинаризация пограничного слоя соответственно называют **стабилизацией течения**, которая ведет к более раннему отрыву и росту вихревых потерь.

При одинаковом замедлении потока на выходе из поворота на выпуклой и вогнутой поверхностях параметры пограничного слоя существенно различаются. На вогнутой поверхности (поверхности давления) тонкий турбулентный пограничный слой поддерживает высокие касательные напряжения. На выпуклой поверхности (поверхности разрежения) ситуация противоположная.

В качестве безразмерного критерия для характеристики воздействия нормальных сил инерции на пограничные слои введен безразмерный критерий, число Россби:

$$Ro = -\frac{\partial W / \partial n}{\partial w / \partial n}, \quad (3.4.6)$$

где W – скорость в ядре потока; w – скорость в пограничном слое; n – нормаль (направление от вогнутой к выпуклой поверхности).

Смысл критерия заключается в том, что силы вязкости являются причиной возникновения турбулентности, а нормальные силы инерции в зависимости от своего направления либо подавляют поперечные пульсации – стабилизация (ламинаризация) пограничного слоя (сторона разрежения, $Ro > 0$), либо способствуют усилению поперечных пульсаций

– дестабилизация (усиление турбулентности) пограничного слоя (сторона давления, $R_o < 0$).

Знак минус в выражении для числа Россби выбран с тем, чтобы его величина была положительной на поверхности разрежения, где его влияние проявляется наиболее опасно.

Выводы по движению газа в криволинейных каналах:

1. При отклонении потока от инерциального направления, действующие по нормали к вектору скорости силы инерции, приводят к появлению нормальных градиентов давления и скорости. В криволинейном канале на вогнутой поверхности давление возрастает, а скорость уменьшается. На выпуклой поверхности давление пониженное, а скорость больше среднерасходной. Движение газа со скольжением слоев в невязком ядре потока называют сдвиговым течением.

2. Изменение скоростей и давлений по нормали к потоку приводит к появлению местных диффузорных зон в начале выпуклой поверхности и во второй половине выпуклой поверхности. Это приводит к появлению отрывов потока, увеличивающих потери напора.

3. В пограничных слоях на ограничивающих поверхностях под воздействием повышенного давления на вогнутой стороне газ движется по траекториям с меньшим радиусом, чем в ядре потока. Пограничные слои на ограничивающих поверхностях становятся трехмерными. Для упрощения анализа вводится схема вторичных течений, образованных проекциями векторов скорости на сечение перпендикулярное оси канала. Вторичное течение носит вихревой характер. Из-за трения газовых частиц друг о друга кинетическая энергия вторичного течения постепенно преобразуется в тепло. Потери трения на поверхностях с вторичными течениями больше, чем при просто продольном движении. Эти увеличенные потери выделяют в группу вторичных потерь. Возрастающие по сравнению с прямыми каналами вторичные потери и потери из-за отрывов в местных диффузорных зонах иногда выделяют в отдельную группу **потерь на поворот потока**.

4. Интенсивность зоны отрыва на выпуклой поверхности в большой степени определяет потери на поворот. Это связано с тем, что точка отрыва расположена в зоне наибольших местных скоростей в канале. Раннему отрыву способствует утолщение пограничного слоя за счет переноса низкоэнергетических частиц вторичными течениями. Второе важное обстоятельство – влияние нормальных сил инерции на поперечные турбулентные пульсации. Пограничный слой на выпуклой поверхности ламинаризуется и утолщается, что способствует более раннему отрыву.

5. Потери на поворот потока при прочих равных условиях тем больше, чем больше угол изогнутости канала, и чем больше его

поперечный размер к радиусу кривизны. Особо опасная местная диффузорность на выпуклой поверхности уменьшается или исключается вообще, если криволинейный канал конфузорный. Уменьшение проходного сечения криволинейного канала по длине – эффективное средство снижения потерь поворота. Диффузорность канала усиливает опасность отрыва. Диффузорные межлопаточные каналы ТК характеризуются небольшими углами поворота потока. Конфузорные каналы турбин могут отклонять поток на очень большие углы.

6. Эффективное средство снижения потерь поворота в сильно изогнутых каналах – установка направляющих лопаток. При этом поток поворачивает не в одном канале с большим n/R , а в системе каналов со значительно меньшими отношениями размера по нормали к радиусу кривизны.

7. Рассмотренные особенности течения в криволинейных каналах проявляются в межлопаточных каналах турбомашин и оказывают решающее влияние на их эффективность. Приемы уменьшения потерь на поворот потока в разной мере используются в проточных частях компрессоров и турбин.

3.5. ВЛИЯНИЕ СЖИМАЕМОСТИ НА ДВИЖЕНИЕ В КАНАЛАХ. КРИТЕРИИ ПОДОБИЯ

При анализе течения в рассмотренных выше каналах предполагалось, что изменение плотности газа по их длине несущественно. Это позволило выявить основные закономерности, а в ряде случаев предположение $\rho = f(l) = const$ практически выполняется. Но при движении газа в проточной части турбомашин плотность может меняться очень значительно. Это оказывает большое влияние на характер рабочего процесса.

Характер влияния скорости потока на плотность газа удобно рассмотреть на примере его истечения из емкости, где его скорость незначительна. Там его состояние характеризуется параметрами

торможения $p^*, T^*, \rho^* = \frac{p^*}{RT^*}$. Пусть истечение происходит

изоэнтропически (без потерь напора) с увеличением скорости до максимальной, когда вся потенциальная энергия давления переходит в кинетическую энергию. Отношение начальной плотности торможения к текущему значению по мере роста скорости и снижения давления равно

$$\frac{\rho^*}{\rho} = \frac{p^*}{p} / \frac{T^*}{T}. \text{ Так как по уравнению процесса } \frac{p^*}{p} = \left(\frac{T^*}{T} \right)^{\frac{k}{k-1}} \text{ то:}$$

$$\frac{\rho^*}{\rho} = \left(\frac{T^*}{T} \right)^{\frac{1}{k-1}}. \quad (3.5.1)$$

Так как $T^* = T + \frac{c^2}{2c_p}$ и $c_p = \frac{k}{k-1}R$, то отношение температуры торможения к ее текущему значению равно $\frac{T^*}{T} = 1 + \frac{c^2}{2 \frac{k}{k-1} RT} = 1 + \frac{k-1}{2} \frac{c^2}{kRT}$. Известно, что произведение kRT равно

квадрату скорости распространения малых возмущений в газе a . Эта скорость характеризует упругость газа, его способность противостоять сжатию. Отношение скорости потока к скорости распространения малых возмущений, в просторечии именуемая скоростью звука, называется числом Маха $M = \frac{c}{a} = \frac{c}{\sqrt{kRT}}$. Тогда:

$$\frac{\rho^*}{\rho} = \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{1}{k-1}}, \quad (3.5.2 \text{ а})$$

$$\frac{\rho}{\rho^*} = \frac{1}{\left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right)^{\frac{1}{k-1}}}. \quad (3.5.2 \text{ б})$$

Формулы (3.5.2) показывают, что сжимаемость газа – изменение его плотности (в рассматриваемом частном случае следовало бы говорить о «расширяемости» газа) – зависит от двух безразмерных параметров:

– показателя изоэнтропы $k = \frac{c_p}{c_v}$, отражающего физические свойства газа,

– числа Маха $M = \frac{c}{a} = \frac{c}{\sqrt{kRT}}$, характеризующего режим течения.

Эти два безразмерных параметра являются **критериями подобия сжимаемости**. Если в двух разных случаях движения эти критерии равны, то сжимаемость проявляется одинаково. Если не равен любой из двух, эти течения не подобны.

Представление о количественном влиянии критериев на изменение плотности дают результаты расчетов по формуле (3.5.2 б), представленные в таблице. Три значения показателя изоэнтропы выбраны равными $k = 1,14$ (фреон-12, CF_2Cl_2), $k = 1,4$ (двухатомные газы – воздух и пр.), $k = 1,68$ (неон), что практически перекрывает диапазон возможных рабочих сред ТК. Диапазон чисел Маха ограничен значением 1,75. Это значение редко превышает на входе лопаточные решетки даже самых форсированных ТК. Промышленные, и большинство транспортных ТК, работают при числах Маха на входе в лопаточные решетки не более 0,85 (так называемые дозвуковые компрессоры).

Таблица 3.5.1

Влияние критерия Маха на изменение плотности в потенциальном потоке при разных значениях показателя изоэнтропы

| M | 0 | 0,25 | 0,5 | 0,75 | 1,0 | 1,25 | 1,5 | 1,75 |
|---------------------------|---|--------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| ρ/ρ^* $k=1,14$ | 1 | 0,9692 | 0,8835 | 0,7589 | 0,6168 | 0,4764 | 0,3518 | 0,2497 |
| ρ/ρ^* $k=1,40$ | 1 | 0,9694 | 0,8852 | 0,7660 | 0,6339 | 0,5067 | 0,3950 | 0,3029 |
| ρ/ρ^* $k=1,68$ | 1 | 0,9696 | 0,8869 | 0,7731 | 0,6503 | 0,5344 | 0,4337 | 0,3502 |

Представленные данные показывают следующее:

– в дозвуковой области влияние показателя изоэнтропы на изменение плотности можно считать незначительным. В этом случае можно говорить о практически автомодельной области по отношению к критерию k ,

– уже при $M = 0,5$ плотность меняется достаточно заметно и влияние числа Маха должно учитываться.

Что касается термодинамических расчетов – определение напоров, работы сжатия, КПД, то сжимаемость должна учитываться и при сравнительно небольших числах Маха $\leq 0,25$.

Параметры потока в рассмотренных выше каналах переменного сечения зависят от критериев сжимаемости. Рассмотрим потенциальное движение газа в канале переменного сечения между сечениями «1» и «2».

Изменение плотности по аналогии в соответствии с уравнением

процесса равно
$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{\frac{1}{k-1}}.$$

Отсюда:

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{1 - \frac{c_2^2}{2 \frac{k}{k-1} RT^*}}{1 - \frac{c_1^2}{2 \frac{k}{k-1} RT^*}} \right)^{\frac{1}{k-1}} = \left(\frac{1 - \frac{k-1}{k+1} \times \lambda_1^2 \left(\frac{c_2}{c_1} \right)^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \times \lambda_1^2} \right)^{\frac{1}{k-1}}, \quad (3.5.3)$$

где $\lambda = \frac{c}{a_{кр}}$ - **скоростной коэффициент** – отношение скорости потока к скорости звука в сечении, где скорость потока становится равной скорости звука. Критическая скорость звука зависит от полной энергии газа, характеризуемой температурой торможения:

$$a_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT^*}. \quad (3.5.4)$$

Скоростной коэффициент характеризует сжимаемость так же, как и число Маха. То есть, в отношении проявления сжимаемости течения подобны, если у них одинаковые $k = idem$, $M = idem$ или $k = idem$, $\lambda = idem$. Равнозначные критерии M и λ однозначно связаны между собой через показатель изэнтропы:

$$\lambda = \sqrt{\frac{k+1}{2}} \frac{M}{\sqrt{1 + \frac{k-1}{2} M^2}}, \quad M = \sqrt{\frac{2}{k+1}} \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2}}. \quad (3.5.5)$$

В практике расчетов и анализа можно использовать любой из этих двух «взаимозаменяемых» критериев. Предпочтение отдается тому, при котором расчетные соотношения менее громоздки.

В дозвуковой области значения M и λ меняются от нуля до единицы, не очень сильно различаясь между собой. В сверхзвуковой области ситуация меняется. При рассмотренном выше истечении в вакуум температура снижается до абсолютного нуля, поэтому число Маха

$M = \frac{c}{\sqrt{kRT}}$ возрастает до бесконечности. Максимальная скорость потока

при этом соответствует условию $i^* = c_p T^* = \frac{c_{\max}^2}{2}$, или:

$$c_{\max} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} RT^*}. \quad (3.5.6)$$

Соответственно, максимально возможное значение скоростного коэффициента равно:

$$\lambda_{\max} = \frac{c_{\max}}{\sqrt{\frac{2k}{k+1} RT^*}} = \sqrt{\frac{k+1}{k-1}}. \quad (3.5.7)$$

Из формулы (3.5.3) вытекает, что увеличение плотности в диффузорном канале тем больше, чем больше скоростной коэффициент на входе.

Изменение скорости в канале из уравнения неразрывности равно $c_2 = c_1 \frac{F_1}{F_2} \times \frac{\rho_1}{\rho_2}$. Диффузорность каналов – отношение скоростей

$\dot{c} = \frac{c_2}{c_1} = \frac{F_1}{F_2} \times \frac{\rho_1}{\rho_2}$ – тем значительнее, чем больше коэффициент скорости,

или число Маха на входе в канал. Этим определяется влияние сжимаемости на течение в диффузорных каналах. С ростом λ_1 (или M_1) скорость снижается сильнее, вероятнее отрыв потока, сопровождающийся ростом потерь. В криволинейных каналах влияние сжимаемости усиливает изменение скорости в местных конфузорных и диффузорных зонах.

Сказанное объясняет, по какой причине более эффективны ТК, работающие с относительно малыми скоростями потока. Необходимость уменьшения размеров и массы машин вынуждает к повышению скоростей газа, вплоть до сверхзвуковых. При этом проявляются специфические особенности поведения сверхзвуковых течений. Одну из этих особенностей демонстрирует формула Гюгоню, связывающая изменение скорости в канале с изменением его проходного сечения.

Для получения уравнения продифференцируем уравнение расхода $\bar{m} = \rho \times f \times c$ и разделим полученное на $\rho \times f \times c$:

$$d\bar{m} / \bar{m} = df / f + dc / c + d\rho / \rho = 0. \quad (3.5.8)$$

Преобразуем отношение $\frac{\partial \rho}{\rho}$ с использованием уравнения Бернулли в дифференциальном виде для невязкого течения в неподвижном канале

$$dp + d\left(\rho \frac{c^2}{2}\right) = 0 \quad \text{в вид} \quad \frac{d\rho}{\rho} = \frac{d\rho \times dp}{\rho \times dp}, \quad \frac{d\rho}{dp} = \frac{1}{kRT} = \frac{1}{a^2},$$

$$\frac{d\rho}{\rho} = -d\frac{c^2}{2} = -c \times dc \quad \text{или} \quad \frac{d\rho}{\rho} = -\frac{c \times dc \times c}{a^2 \times c} = -M^2 \frac{dc}{c}.$$

Тогда уравнение (4.8) предстанет в виде формулы Гюгонио:

$$df / f = dc / c (M^2 - 1). \quad (3.5.9)$$

Из этой формулы вытекает следующее:

- при дозвуковой скорости ($M < 1$) расширение канала ($dF > 0$) сопровождается снижением скорости ($dc < 0$). В дозвуковом потоке расширяющийся канал является диффузором, сужающийся – конфузуром,
- поведение сверхзвукового потока прямо противоположное. При $M > 1$ увеличение проходного сечения ведет к росту скорости ($dc > 0$). Расширяющийся канал – это сверхзвуковой конфузор. Наоборот, для снижения скорости необходимо уменьшать проходное сечение – сверхзвуковой диффузор.

Формула Гюгонио показывает, что при скорости, равной скорости звука, канал имеет минимальное сечение, поскольку при этом $df = 0$. Плотность тока, это величина $\rho \times c$ ($\text{кг}/\text{с}/\text{л}$), показывающая расход газа через проходное сечение площадью 1 м^2 . Понятно, что при несжимаемом течении плотность тока пропорциональна скорости. При движении сжимаемого газа с ростом скорости плотность падает тем сильнее, чем больше число Маха или скоростной коэффициент. Рост скорости в сверхзвуковом потоке сопровождается столь сильным снижением плотности, что произведение $\rho \times c$ уменьшается.

В технических устройствах бывает необходимость разогнать поток до сверхзвуковых скоростей. В турбинах, например, потенциальная энергия давления преобразовывается в скорость в неподвижных каналах – соплах. Кинетическая энергия газа преобразуется в механическую работу в рабочих колесах турбин. Для повышения мощности, развиваемой турбинной ступенью, поток в сопле разгоняется до сверхзвуковой скорости. При этом используются каналы с проходными сечениями, площадь которых сначала уменьшается до некоторого значения f_{\min} (при этом скорость потока достигает скорости звука $c = a_{кр}$ ($M = 1$)), а затем

плавно увеличивается до величины, обеспечивающей заданное значение скорости потока $c > a$ ($M > 1$) на выходе из канала. Такие конфузоры называют **соплами Лавалья** по имени их изобретателя. На рис. 3.5.1 схема сопла Лавалья показана сплошными линиями.

В соответствии с формулой Гюгонио торможение сверхзвукового потока должно происходить в канале, входная часть которого выполняется суживающейся, а выходная – расширяющейся. Переход от сверхзвуковой скорости к дозвуковой произойдет в минимальном сечении лишь в том случае, когда при данных размерах канала и данных расходах и параметрах газа в минимальном сечении будет иметь место условие $M = 1$. При наличии потерь скорость звука устанавливается в сечении, сдвинутом от минимального сечения вниз по потоку. То есть, торможения сверхзвукового потока следует применить **обратное сопло Лавалья** (рис. 3.5.1 слева).

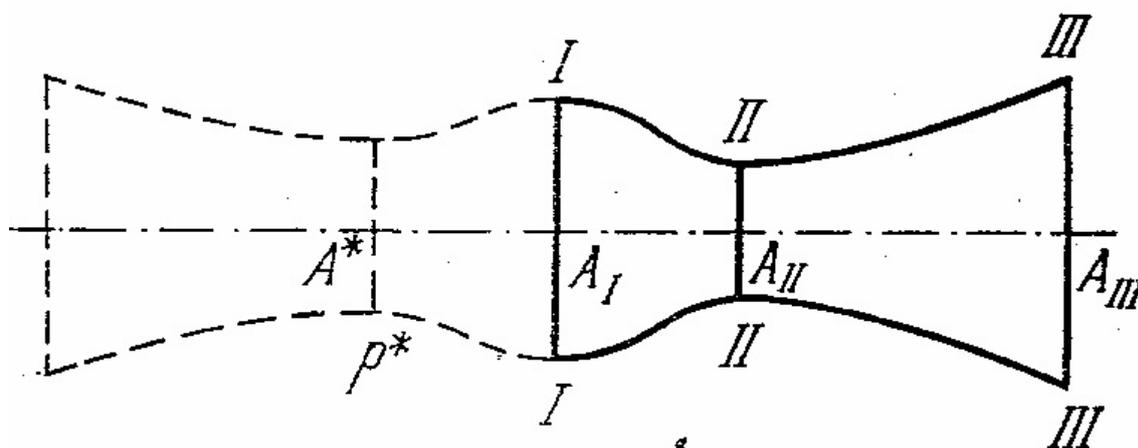


Рис. 3.5.1. Схема сопла Лавалья и обратного сопла Лавалья (штриховые линии) 1– 11 – дозвуковой конфузор, 11 – 111–сверхзвуковой конфузор [15]

Скачки уплотнения. На рис. 3.5.1 обратное сопло Лавалья показано штриховыми линиями, поскольку практически плавное торможение сверхзвукового потока осуществить не удастся. Так как плотность тока достигает максимума при $M = \lambda = 1$, то, соответственно, существуют равные значения $\rho \times c$ при дозвуковом и сверхзвуковом режиме течения.

На рис. 3.5.2 приведен графики:

– изменение проходного сечения сопла Лавалья в виде зависимости $\frac{A}{A^*}$ от текущего значения числа M (A – текущее проходное сечение, A^* – наименьшее, критическое проходное сечение, где $c = a_{кр}$, $M = 1$),

– отношение текущей плотности тока к плотности тока в критическом сечении $\Theta = \frac{c \times \rho}{(c \times \rho)_{кр}}$.

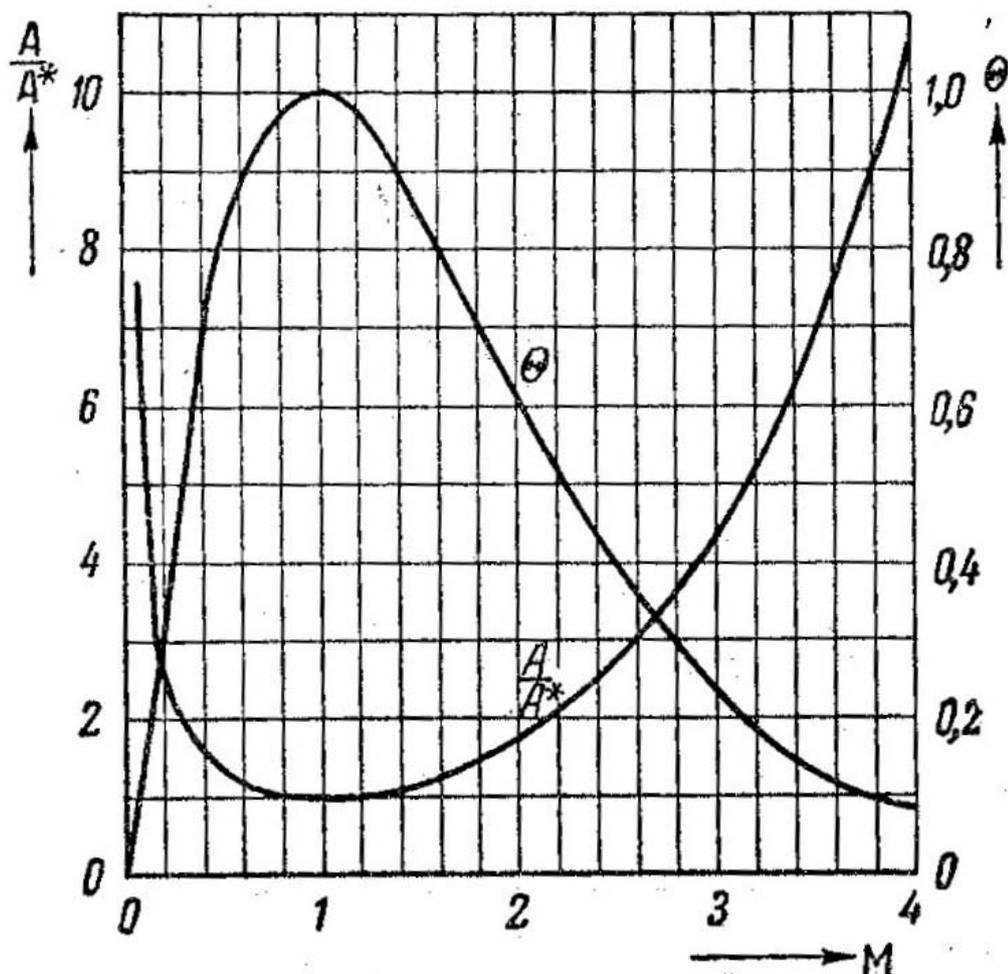


Рис. 3.5.2. Изменение проходного сечения сопла Лаваля и плотности тока в текущем значении числа M при $k = 1,4$ [15]

Неустойчивый сверхзвуковой поток мгновенно, скачкообразно становится дозвуковым, соблюдая условие $(\rho \times c)_{дозв} = (\rho \times c)_{сверхзв}$. Этот переход называется **скачком уплотнения** (стоячей ударной волной). В очень тонком слое скорость меняются все параметры потока. Благодаря условию $(\rho \times c)_{дозв} = (\rho \times c)_{сверхзв}$ параметры потока перед и за скачком связаны строгими алгебраическими соотношениями:

$$\lambda_1 \times \lambda_2 = 1, \quad \lambda_2 = 1/\lambda_1,$$

$$\frac{p_2^*}{p_1^*} = \lambda_1^2 \left(\frac{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_1^2}{1 - \frac{k-1}{k+1} \times \frac{1}{\lambda_1^2}} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad \frac{p_2}{p_1} = \frac{\lambda_1^2 - \frac{k-1}{k+1}}{1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda_1^2}$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \lambda_1^2 \tag{3.5.10}$$

Из приведенных формул следует:

– после скачка поток становится дозвуковым, причем после скачка скорость тем меньше, чем она больше до скачка,

– изменение параметров потока в скачке сопровождается преобразованием части механической энергии потока в тепло, потерями напора, так как при $M_1(\lambda_1) > 1$ происходит уменьшение полного давления

$$\frac{p_2^*}{p_1^*} < 1.$$

Таким образом, при возникновении скачка уплотнения появляется еще один вид потери напора – волновое сопротивление, замечательным свойством которого является возможность его строгого расчета.

Соотношение $\frac{p_2^*}{p_1^*}$ в (3.5.10) показывает, что с ростом критериев сжимаемости падение давления усиливается. Для учета потерь напора при расчете ТК удобнее пользоваться коэффициентом сопротивления

$$\zeta_{волн} = \frac{h_{волн}}{c_1^2 / 2}.$$

Его величина для волновых потерь может быть строго определена, хотя расчетные соотношения несколько громоздки. Расчеты показывают, что при умеренных $M_1 \leq 1,5$, которые редко превышаются в проточной части ТК, скачек уплотнения обладает высокой эффективностью преобразования динамического напора в давление (в чем и заключается принцип действия ТК). К сожалению, возникновение скачка уплотнения в канале сопровождается отрывом пограничного слоя и появлением интенсивных вихревых потерь, причина чего рассмотрена ниже. Несмотря на пониженный КПД, сверхзвуковые ТК находят применение, особенно в составе авиационных ГТД, так как там особенно важно минимизировать размеры и массу двигателей.

3.6. ПОДОБИЕ УСЛОВИЙ ТЕЧЕНИЯ В ПРОТОЧНОЙ ЧАСТИ

Выше было показано, что газодинамический расчет ТК встречает две принципиальные трудности:

– в основном уравнении турбомашин для расчета подводимой к газу механической работы $h_T = c_{u2}u_2 - c_{u1}u_1$ при определении окружных составляющих скорости c_u нужно знать угол выхода потока из лопаточного аппарата, предшествующего рабочему колесу (c_{u1}) и на выходе из рабочего колеса ($\vec{c}_{u2} = \vec{w}_{u2} + \vec{u}_2$),

– в уравнении Бернулли для расчета политропной работы сжатия и перемещения $h_n = h_T - h_o - h_w$ нужно рассчитать потерянный напор h_w .

Строгое определение h_T и h_w требует решения дифференциальных уравнений движения второго порядка в частных производных. Принципиальная трудность численного интегрирования уравнений заключается в определении касательного напряжения трения с учетом турбулентных поперечных пульсаций, носящих хаотический характер.

Современные компьютерные программы решения вязкого, сжимаемого, пространственного потока достигли большого прогресса, используя эмпирические модели турбулентности. К сожалению, возможность использование в программах одной из нескольких альтернативных моделей турбулентности не гарантирует однозначности решения и лишь подчеркивает их не универсальный характер. Несмотря на огромные успехи численных методов решения, их использование в практике расчетов и проектирования ТК пока ограничивается решением отдельных частных задач.

Исторически газодинамическая теория и практика ТК базировались на упрощенных схемах, моделях течения с использованием известного положения «теория дает формулу, практика (экспериментальная) – коэффициенты». Примеры самых простых моделей, вытекающих из теоретических соображений формул и экспериментальных коэффициентов, рассмотрены в предыдущих разделах.

Таким образом, экспериментальное исследование турбокомпрессоров является основой современной газодинамической теории и методов проектирования. Исследовательские эксперименты продолжают до сих пор. Их правильная постановка и интерпретация результатов должны производиться на основе теории подобия, положения которой применительно к ТК рассматриваются в настоящем разделе.

Важность теории подобия проявляется и в том, что, несмотря на развитие методов газодинамического проектирования и расчета, экспериментальная проверка газодинамических характеристик новых ТК проводится обязательно. При этом условия испытаний не всегда

совпадают с рабочими условиями. Например, большинство испытаний промышленных ЦК производится при атмосферных условиях, в то время как компрессор предназначен для работы на газе с другими свойствами, и при других начальных условиях. Теория подобия устанавливает, как нужно испытывать ТК на воздухе, чтобы измеренные характеристики были такими же, как и при условиях реальной эксплуатации.

В случае, если при испытании нового ТК выяснилось бы несоответствие техническому заданию, его нужно было бы частично или полностью переделывать. Это неприемлемо по стоимости и срокам такой работы. Поэтому в процессе газодинамического проектирования могут проводиться испытания уменьшенных копий – моделей ТК, но чаще моделей его отдельных ступеней у ЦК, или групп ступеней у ОК. Теория подобия определяет условия испытания уменьшенных моделей, при которых их характеристики соответствуют характеристикам реальной проточной части.

Кроме того, теория подобия позволяет заранее отрабатывать элементы ПЧ в виде модельных ступеней. Эксперименты с моделями ступеней проводятся «впрок», без привязки к конкретному компрессору. Некоторый воображаемый набор модельных ступеней ЦК, перекрывающий весь возможный диапазон коэффициентов расхода $\Phi_{расч}$ и напора $\psi_{т\ расч}$ в возможном диапазоне критериев подобия и с диапазоном необходимых конструктивных ограничений (втулочные отношения, максимальные относительные диаметры проточной части и т.д.), в принципе делает ненужными сложные методы проектирования. Практически любая проточная часть могла бы быть составлена из всеобъемлющего набора модельных ступеней. Для ОК важна проблема взаимного влияния ступеней, поэтому часто моделирование ведется не на основе отдельных ступеней, а их групп, даже целых проточных частей.

Наборы модельных ступеней существуют, хотя многомерное поле их параметров не может быть полностью насыщено. Всегда находятся такие компрессоры, для проточной части которых подходящих модельных ступеней нет. Кроме того, новые методы проектирования и оптимизации позволяют создавать более совершенные проточные части как компрессоров, так и модельных ступеней для включения в соответствующие банки данных. Поэтому работы по созданию новых модельных ступеней продолжают.

В соответствии с положениями теории подобия, у модели и у натурального ТК (ступени) одинаковыми могут быть только безразмерные характеристики $\eta, \psi = (\varphi)$.

Для подобия модели и натуре должны соблюдаться:

– **условие кинематического подобия**, а именно, отношения скоростей газа в проточной части модели и натуре в любой сходственной точке проточной части должно быть одинаковым: $c_n/c_m = idem$, $w_n/w_m = idem$. Это условие означает, что направления пока в сходственных точках у модели и натуре одинаково. В частности, у модели и натуре треугольники скоростей на входе и выходе РК – подобные,

– **условие динамического подобия** – во всех сходственных точках рассматриваемых объектов соотношения действующих сил должны быть одинаковыми. Известно, что на газовые частицы могут действовать массовые силы, а на их поверхности действуют две группы сил – нормальные силы давления и касательные силы вязкости.

Реальное моделирование ТК упрощается следующими обстоятельствами:

– кинематическое подобие может быть обеспечено только в случае, если у модели и натуре одинаково отношение плотностей в контрольных

сечениях: $\frac{\rho_2}{\rho_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} = idem$. Подвод или отвод тепла через поверхности

проточной части в принципе влияет на показатель политропы n и отношение плотностей. Практически же влияние внешнего теплообмена на показатель политропы столь мало, что им можно пренебречь. Это позволяет отказаться от выполнения условия теплового подобия при моделировании ТК,

– массовая сила гравитации пренебрежимо мала по сравнению с поверхностными силами давления и касательного напряжения. Это позволяет отказаться от выполнения условия подобия массовых сил,

– характеристики ТК рассматриваются как совокупность режимов с разным расходом при одинаковой скорости вращения. Переходные процессы с одного режима на другой не являются предметом моделирования. На каждом из режимов происходит периодическое изменение параметров потока. Но при выполнении условий кинематического и динамического подобия на установившемся режиме, периодические нестационарные процессы у модели и натуре автоматически оказываются подобными.

С учетом этого можно записать следующее формальное соотношение:

$$\eta, \psi = f(\bar{F}, \varphi, k, M, Re). \quad (3.6.1)$$

Это соотношение означает, что безразмерные газодинамические характеристики ТК (ступени ТК)- КПД и коэффициент напора, или любые другие нужные безразмерные характеристики однозначно определяются:

- формой проточной части – условное обозначение \bar{F} ,
- режимом обтекания лопаточных элементов – коэффициентом

расхода $\varphi = \frac{c_m}{u}$,

- критериями сжимаемости k и M ,
- критерием динамического подобия Re .

Необходимым условием одинаковости безразмерных характеристик модели и натуре является одинаковость формы проточной части $\bar{F} = idem$ – **геометрическое подобие**. Без этого условия невозможно кинематическое подобие.

Для геометрического подобия нужно, чтобы соотношения всех линейных размеров у модели и натуре было одинаково. Практически речь идет о том, что у модели и натуре одинаковы отношения линейных размеров к характерному размеру. У осевых ступеней это отношение размеров лопаток к хорде, например, должно быть одинаковое удлинение

лопаток $\frac{l}{a} = idem$, одинаковое втулочное отношение $v = \frac{D_{6m}}{D_n} = idem$. У

центробежных ступеней характерный размер – наружный диаметр РК D_2 ,

одинаковыми должны быть относительная высота лопаток $\frac{b_2}{D_2} = idem$, и др.

Проточные части модели и натуре имеют одинаковую форму, отличаясь только размерами. Геометрическое подобие означает равенство сходственных углов лопаточных аппаратов, формы и числа лопаток.

При особо тщательном моделировании следует обеспечить и **подобие относительной высоты шероховатости** $\bar{k} = idem$. Практически проточные части ТК работают в области автомодельности по критерию Рейнольдса, или вблизи этой области.

При наличии геометрического подобия и при сопоставлении режимов с одинаковыми режимами течения $\varphi = idem$, кинематическое подобие обеспечено условием $k = idem$, $M = idem$, динамическое подобие – условием $Re = idem$.

Критерии подобия и числа подобия. Безразмерные параметры k , $M(\lambda)$, Re называются критериями подобия. При их равенстве у двух геометрически подобных компрессоров или ступеней при одинаковых коэффициентах расхода φ оказываются равными коэффициенты полезного

действия, потерь, напора и ряд других безразмерных соотношений (c/u_2 , w/u_2 и другие), которые называют числами подобия.

Приближенное подобие, условия испытания моделей. Одинаковость безразмерных характеристик модели и натуре гарантируется при равенстве их критериев подобия. Для ступени турбокомпрессора: $\eta, \psi = f(\Phi) = idem$, при k , $M(\lambda)$, $Re = idem$.

Так как у подобных турбомашин в сходственных точках соотношения размерных параметров потока одинаково, то равенство критериев подобия в одной из сходственных точек означает равенство этих критериев и во всех остальных. По этой причине оказывается возможным использовать критерии подобия $M(\lambda)$ и Re в условной, но удобной для расчетов проектирования форме (на примере ЦК):

$$M_u = \frac{u_2}{\sqrt{kRT_n^*}}, \quad Re_u = u_2 D_2 / \nu_n = u_2 D_2 / \mu_n, \quad (3.6.2)$$

где ν_n , μ_n – коэффициенты кинематической и динамической вязкости по начальным условиям.

С учетом сказанного, условия подобия можно представить в виде $\eta, \psi = f(\Phi) = idem$ при k , $M_u(\lambda_u)$, $Re_u = idem$. Обеспечение всех условий подобия натурному компрессору при испытании его модели чаще всего невыполнимо.

Обычно испытания моделей проводят на стендах с **открытым контуром**, то есть, модель отдельной ступени или компрессора испытывается на атмосферном воздухе. Понятно, что условие $k = idem$ не может быть выполнено, если сжимаемый в натурном ТК газ имеет показатель изоэнтропы, не равный $k = 1,4$. Для строгого выполнения подобия испытания следует вести испытания на стенде с **замкнутым контуром**, в котором циркулирует газ с $k_{mod} = k_{нат}$.

Обычно масштаб моделирования $D_{2нат} / D_{2mod} \succ 1$. Очевидно, условие $Re_u = idem$ не выполняется для модели и натуре, если значения u_2 , ρ_n и μ_n у них равны. Для строгого моделирования нужно вести испытание в закрытом контуре, подбирая такое давление на входе с моделью, при котором $\rho_{nmod} \succ \rho_{нат}$ компенсирует различие их диаметров. Отметим, что обеспечение условия $Re_u = idem$ за счет различия окружных скоростей неприемлемо, так как мешает выполнению наиболее важного условия $M_u(\lambda_u) = idem$.

Стендами с замкнутым контуром располагают не все организации. Кроме того, испытания в замкнутом контуре сложнее, длительнее и дороже испытаний на стендах с открытым контуром. Поэтому испытания моделей чаще ведут на стендах с открытым контуром, вынужденно соблюдая условия подобия лишь приближенно. Основные условия приближенного подобия таковы:

1. При испытании отдельной ступени наиболее важно выполнить условие $M_u = idem$. Этот критерий сжимаемости определяет отношение плотностей в контрольных сечениях проточной части $\varepsilon = \rho_2 / \rho_1 = (1 + (k - 1)\psi_m M_u^2)^{1/(n-1)}$. Если число подобия $\varepsilon \neq idem$ треугольники скоростей модели и натуре в сходственных контрольных сечениях не подобны, что нарушает условие кинематического подобия. Кроме того, критерий сжимаемости M определяет характер течения газа – дозвуковой, околосзвуковой, сверхзвуковой (скорость газа меньше, примерно равна, больше скорости распространения малых возмущений – скорости звука). Из условия $M_u = u_2 / (kRT_n^*)^{0,5} = idem$ проводятся модельные испытания.

2. Показатель изоэнтропы k так же определяет отношение плотностей наряду с M_u . Расчеты и опыты показывают, однако, что для отдельных ступеней при $M_u \leq 1$ влиянием k можно пренебречь.

3. Для многоступенчатых ТК с большим, чем у отдельной ступени отношением давлений, важнее выполнить условие $\varepsilon = \rho_2 / \rho_1 = idem$, чем $M_u = idem$. Из условия $\varepsilon = idem$ определяется значение $M_{u,mod}$ и $u_{2,mod}$, при которых следует вести испытания.

4. За редким исключением (ТК с глубоким разрежением на всасывании, особо малые геометрические размеры) движение газа в проточной части носит турбулентный характер. Считается, что переход от ламинарного к турбулентному режиму имеет место, если «физическое» число Рейнольдса превышает 10^5 : $Re_w = wB / \nu > 10^5$, здесь w – средняя скорость в лопаточной решетке, B – продольный размер лопатки (хорда), ν – коэффициент кинематической вязкости газа в решетке.

При турбулентном характере течения потери напора слабо уменьшаются с ростом Re , если поверхности ПЧ гидравлически гладкие, или не зависят от него при шероховатых поверхностях. Сравнительно слабая зависимость потерь трения от критерия Рейнольдса позволяет вести испытания моделей при $Re_{mod} < Re_{нат}$, если в модельной ступени течение остается турбулентным.

При работе модели и натуре в области автомодельности, т.е. если поверхности модели и натуре гидравлически шероховатые, неравенство

критериев Рейнольдса не оказывает влияния на безразмерные характеристики. Если поверхности натурной машины гидравлически гладкие, ее КПД и напор несколько больше, чем при испытаниях модели. В технической литературе есть много рекомендаций по пересчету характеристик с учетом влияния критерия Рейнольдса. Применительно к промышленным центробежным компрессорам метод пересчета изложен в европейском стандарте ISO 5389:1991 (E) «Турбокомпрессоры – правила определения характеристик».

3.7. КЛАССИФИКАЦИЯ ПОТЕРЬ ПО ФИЗИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ

Рассмотренные выше закономерности движения газа в каналах простой формы следует знать сами по себе, но нами они рассматривались и как модели для анализа движения в проточных частях турбомашин. Это позволяет произвести классификацию потерь по их физической природе. Содержание раздела позволяет говорить о следующих видах потерь напора:

- потери трения из-за вязкости газа. Свойство газовых частиц прилипать к твердым поверхностям приводит к скольжению слоев газа и возникновению касательного напряжения трения. Потери трения имеют место при движении в каналах любой формы, и при обтекании любых поверхностей;

- при диффузорном течении возможен отрыв потока от обтекаемых поверхностей с образованием зон, в которых направленная кинетическая энергия приобретает вихревой характер и теряется из-за трения газовых частиц друг о друга. При отрыве потока появляются потери отрыва, называемые так же вихревыми потерями.

Отрыв потока может возникать как при течении в диффузорных каналах, так и в местных диффузорных зонах, возникающих при повороте потока в криволинейных каналах. В отличие от потерь трения, потери отрыва могут иметь место не всегда, например, их не бывает в прямых трубах и прямых конфузорах. В проточной части турбин течение ускоренное, поэтому при тщательном профилировании вихревых потерь может не быть. В осевых компрессорах замедление и поворот потока тщательно дозируются, что позволяет практически избежать потерь отрыва. В центробежных компрессорах ситуация иная. Специфика их проточных частей такова, что на расчетном режиме соотношение потерь трения и отрыва в среднем $7/3$;

- при повороте потока на поверхностях, ограничивающих криволинейные каналы по высоте, возникают вторичные потери. Речь идет о проекции скорости потока на плоскость поперечного сечения канала.

Вторичные течения возникают из-за того, что частицы с пониженной кинетической энергией «подсасываются» в область пониженного давления на выпуклой поверхности канала. Вторичные потери имеют вихревой характер, и их кинетическая энергия теряется из-за трения газовых частиц друг о друга – подобно тому, как это происходит в зонах отрыва потока. Возникновение вторичных течений ведет к появлению вторичных потерь;

– торможение сверхзвукового потока в прямом канале практически всегда сопровождается возникновением скачка уплотнения, в котором поток мгновенно становится дозвуковым. При этом скачкообразно меняются все параметры потока. Происходит мгновенное уменьшение полного давления, которое является мерой механической энергии газа. В скачке уплотнения возникают так называемые волновые потери.

Итак, исходя из различия в физической природе, потери напора при движении газа в канале, или элементе проточной части турбомшины можно представить так:

$$h_w = h_{тр} + h_{отр} + h_{вт} + h_{волн} . \quad (3.7.1)$$

Искусство профилирования проточной части заключается в том, чтобы минимизировать сумму неизбежных потерь трения и остальных составляющих, которые, в принципе, можно исключить.

К сожалению, такие изменения формы и размеров, которые ведут к уменьшению одних видов потерь, увеличивают другие. Примером минимизации суммарных потерь трения и отрыва является выбор оптимального угла раскрытия диффузора. Методы проектирования проточной части турбомашин решают принципиально такую же, хотя и более сложную задачу.

Классификация потерь по физической природе полезна, и даже необходима, для лучшего понимания сложного характера рабочего процесса турбомашин, и широко используется для построения сравнительно простых методов расчета в инженерной практике. При этом следует помнить об условности любой классификации, как упрощенного описания сложной реальности. В данном случае следует указать на две особенности:

– в настоящее время существует возможность расчета трехмерного пограничного слоя на ограничивающих поверхностях, что делает необязательным выделение вторичных потерь в отдельную группу. То есть, вполне допустимо представить равенство (3.7.1) в виде $h_w = h_{тр} + h_{отр} + h_{волн}$, где потери трения учитывают трехмерный характер пограничного слоя,

– используя равенство (3.7.1) для расчетов следует иметь в виду влияние одних видов потерь на другие. Например, вторичные потери утолщают пограничный слой на выпуклой поверхности криволинейного канала, что приводит к более раннему отрыву и росту этого вида потерь.

Таким образом, разрабатывая или используя методы расчета, основные на делении потерь по их физической природе, следует иметь в виду возможные ошибки или неточности из-за упрощенного описания реального течения.

3.8. СПЕЦИФИКА ТЕЧЕНИЯ В МЕЖЛОПАТОЧНЫХ КАНАЛАХ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ РАБОЧИХ КОЛЕС

Особенности кинематики потока. В разделе 1.2 введено понятие об элементарной кольцевой лопаточной решетке и элементарной круговой лопаточной решетке.

Первая рассматривается как модель реального лопаточного аппарата турбомашин. Ее развертка на плоскость – элементарная лопаточная решетка единичной высоты. Применительно к лопаточному аппарату рабочего колеса ОК эта решетка может рассматриваться как совокупность криволинейных диффузорных каналов. Стенки каналов поворачивают поток в сторону вращения РК, сообщая газу механическую энергию двигателя. На вогнутых поверхностях каналов давление повышенное, скорость пониженная, на выпуклых поверхностях – наоборот.

Таким же образом ведет себя поток в неподвижном криволинейном колене. Аналогия плоской решетки РК и неподвижного криволинейного канала вытекает из одинаковости характера инерциального движения газа в этих объектах. Очевидно, что криволинейное колено отклоняет поток от инерциального движения по прямой линии. На рис. 3.8.1 показана схема плоской решетки и инерциального движения газа в РК.

При отсутствии закрутки на входе $c_1 = c_{z1}$ относительная скорость w_1 направлена под углом $\beta_1 = \arctg \frac{c_1}{u}$. При движении на цилиндрической поверхности $r_2 = r_1$ окружная скорость одинакова $u = \omega r = const$. Приняв обычное упрощающее условие постоянства расходной скорости $c_{z2} = c_{z1} = c_z = const$ получим, что в относительном движении при отсутствии взаимодействия с лопатками газ двигался бы по прямой $\beta = const$ с постоянной скоростью в абсолютном и в относительном движении. Прямая лопатка, установленная под углом потока $\beta_1 = \arctg \frac{c_1}{u}$, не отклоняла бы поток, $c_{u2} = c_{u1} = 0$. Если изогнуть лопатку в сторону вращения $\beta_2 > \beta_1$, она отклонит поток и создаст положительную закрутку

$\vec{c}_{u2} = \vec{u} + \vec{w}_{u2} = \vec{u} + \vec{c}_z \operatorname{ctg} \beta_2 > 0$ - модель РК осевого компрессора. Если изогнуть лопатку так, чтобы угол потока уменьшился $\beta_2 < \beta_1$, получится модель осевой турбины. Таким образом, лопаточная решетка РК осевого компрессора при $c_z = \text{const}$ должна иметь некоторый радиус кривизны с центром, расположенным со стороны передней поверхности.

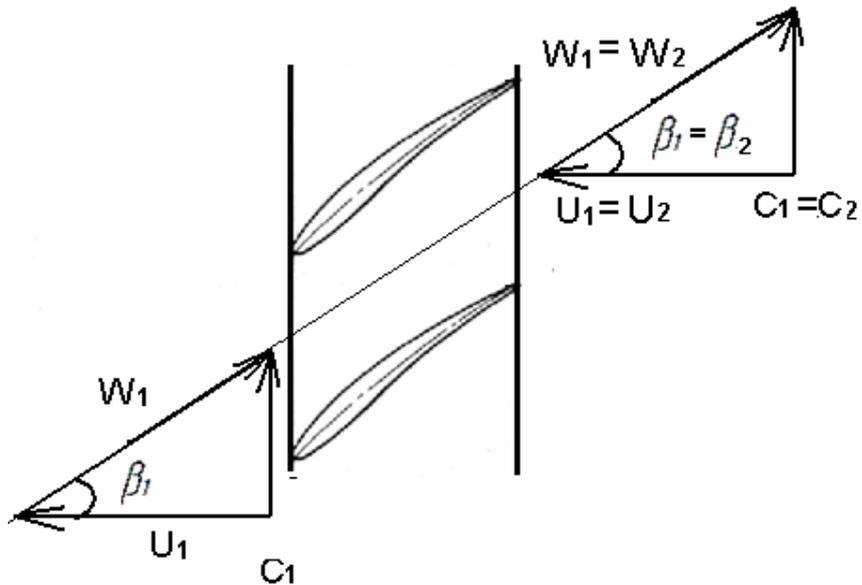


Рис. 3.8.1. Схема плоской решетки осевого компрессора и инерциального движения газа в рабочем колесе

Отличие кинематики круговой решетки РК центробежного компрессора в том, что инерциальная траектория относительного потока – это спираль, сильно изогнутая против вращения – рис. 3.8.2.

При отсутствии лопаток, абсолютный поток со скоростью на входе $c_1 = c_{r1}$ и при обычном условии постоянства расходной скорости продолжал бы двигаться в РК в радиальном направлении со скоростью $c = c_r = \text{const}$. Относительная скорость инерциального потока быстро растет по радиусу, а ее угол уменьшается, так как растет окружная скорость $u = \omega r$:

$$w_{\text{инерц}} = \sqrt{c^2 + \omega^2 r^2}, \quad \beta_{\text{инерц}} = \operatorname{arctg} \frac{c}{\omega r}. \quad (3.8.1)$$

Спиральная траектория относительного инерциального потока объясняет, почему даже сильно загнутые назад лопатки центробежного РК отклоняют поток в сторону вращения, сообщая ему механическую

энергию двигателя. При этом, в отличие от неподвижных каналов и каналов лопаточной решетки осевого РК, повышенное давление имеет место на выпуклой поверхности, а пониженное – на вогнутой поверхности.

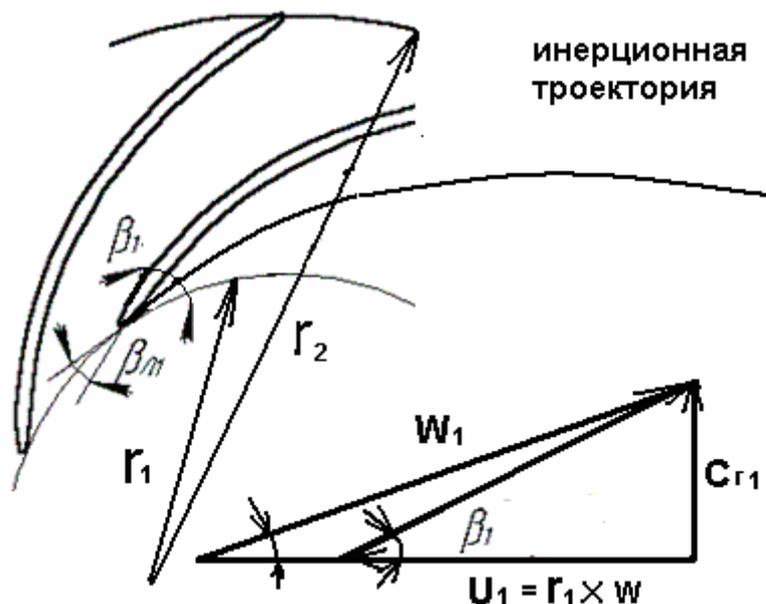


Рис. 3.8.2. Схема решетки центробежного рабочего колеса и инерциального движения газа в рабочем колесе

Прямые лопатки центробежного РК отклоняют поток сильнее загнутых назад и создают нагрузку – разность давлений $\Delta p = p_n - p_s$, что невозможно в прямых неподвижных каналах. Наибольшее отклонение создают лопатки, загнутые вперед.

Силы инерции, действующие на поток во вращающейся круговой решетке.

Различие в кинематике потока плоской и вращающейся круговой решетках предопределяет различие в действующих на поток силах инерции. Для выяснения закономерностей течения рассмотрим условие равновесия газовой частицы при движении во вращающейся круговой решетке, схема которой показана на рис. 3.8.3. Выделим в канале элементарный объем газа массой $dm = \rho b dn ds$, где b - ширина канала в направлении оси z в меридиональной плоскости. На рассматриваемую частицу действует четыре вида сил инерции:

- сила инерции, пропорциональная ускорению или замедлению потока в направлении движения $dP_w = dm \frac{\partial w}{\partial \tau} = dm w \frac{\partial w}{\partial s}$;

- центробежная сила пропорциональная центростремительному ускорению при движении по криволинейной траектории $dP_{\text{кк}} = dm \frac{w^2}{R}$;
- центробежная сила пропорциональная центростремительному ускорению при вращении с окружной скоростью $dP_{\text{уб}} = dm \frac{u^2}{r} = dm \omega^2 r$;
- сила инерции, пропорциональная кориолисову ускорению $dP_{\text{кр}} = dm 2\omega w$.

Напомним, что кориолисово ускорение есть векторное произведение скорости потока в относительной системе координат и угловой частоты вращения. Это произведение равно нулю, когда векторы \vec{w} и $\vec{\omega}$ не пересекаются, а именно, когда вектор \vec{w} находится на цилиндрической поверхности, т.е. при $C_z=0$.

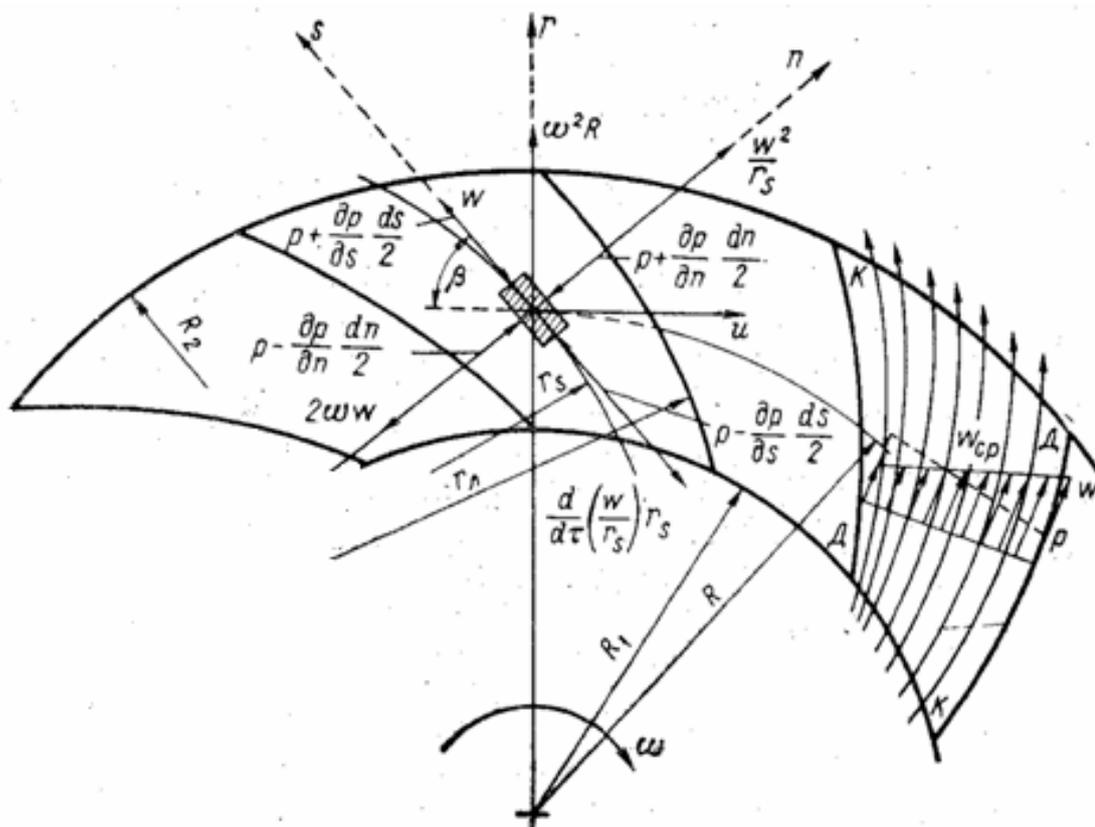


Рис. 3.8.3. Равновесие газовой частицы в межлопаточном канале круговой решётки рабочего колеса

Равновесие в направлении нормали. Нормальный градиент давления. Необходимые соотношения, характеризующие течение в круговой решетке РК получаются с учетом того, что сумма сил инерции,

действующих на газовую частицу, суммарной силой давления на ее поверхностях уравнивается из условия равновесия газовых частиц под действием сил инерции и градиентов давления $d\vec{P}_o = d\vec{P}_{\text{кк}} + d\vec{P}_{\text{цб}} + d\vec{P}_{\text{кр}}$.

При положительном направлении нормали от передней к задней поверхности лопаток, образующих межлопаточный канал условие равновесия в этом направлении представится так:

$$\frac{\partial p}{\partial n} dn dn db = \rho ds dn db \left(\frac{w^2}{R} + \frac{u^2}{r} \cos \beta - 2\omega w \right). \quad (3.8.2)$$

Поясним следующее:

– сила инерции от изменения относительной скорости не дает проекции на направление нормали, и в уравнении не участвует,

– при рассматриваемых на рис. 3.8.3 наиболее типичных загнутых назад лопатках центробежная сила от движения по криволинейной траектории с радиусом кривизны R совпадает с положительным направлением нормали,

– центробежная сила от вращения РК имеет положительную проекцию на нормаль,

– кориолисова сила перпендикулярна вектору \vec{w} и совпадает с отрицательным направлением нормали.

Из (4.9.2) градиент давления по нормали равен:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial n} = -2\omega w + \frac{w^2}{R} + \frac{u^2}{r} \cos \beta. \quad (3.8.3)$$

При форме лопаток, отклоняющих поток от инерциального направления в сторону вращения (центробежный компрессор) кориолисова сила превосходит сумму двух других сил инерции, поэтому $\frac{\partial p}{\partial n} < 0$ – давление больше на выпуклой передней стороне, и меньше на вогнутой задней поверхности.

У лопаток, загнутых назад увеличение выходного угла приводит к росту радиуса кривизны и уменьшению величины $\frac{w^2}{R}$. Одновременно с ростом угла потока β уменьшается и влияние вращения решетки, уменьшающее градиент давления. Поэтому с ростом выходного угла лопаток абсолютная величина отрицательного градиента давления растет.

У прямых лопаток $\frac{w^2}{R}=0$, так как $R = \infty$. У лопаток, загнутых вперед положение центра кривизны меняется на противоположное, что соответствует отрицательному значению радиуса кривизны $R < 0$. Отрицательная центробежная сила от движения в криволинейном канале прибавляется к силе Кориолоса, отрицательный градиент давления возрастает. При $\beta > 90^\circ$ центробежная сила от вращения решетки также меняет знак и отрицательный градиент давления наибольший.

Равновесие в направлении движения. Уравнение Бернулли для относительного движения. Проекция уравнения равновесия на направление s :

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{ds} = \omega^2 r \sin \beta - w \frac{dw}{ds}. \quad (3.8.4)$$

Так как $\sin \beta = \frac{dr}{ds}$, то уравнение равновесия приводится к виду, определяющему изменение статического давления в межлопаточном канале РК:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = \omega^2 r - w \frac{dw}{dr}, \quad (3.8.5)$$

где $\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = dh_p$, $w \frac{dw}{dr} = dh_{d(w)}$ – динамический напор в относительном

движении, $\omega^2 r = \frac{d\left(\frac{u^2}{2}\right)}{dr} = dh_u$ – динамический напор от вращения РК.

Итак, приращение давления в межлопаточном канале центробежного РК в отличие от неподвижного канала связано не только с уменьшением скорости потока, но и с ростом окружной скорости при движении газа от центра к периферии. Так как при рассмотрении уравнений равновесия вязкость не учитывалась, в уравнении Бернулли для относительного движения потерянный напор следует учесть:

$$dh_p = -dh_{d(w)} + dh_u - dh_w. \quad (3.8.6)$$

При рассмотрении потока в относительном движении подведенная механическая работа не учитывается, так как межлопаточный канал как бы неподвижный. В отличие от неподвижного канала политропный напор больше за счет вращения колеса. Уравнение Бернулли для относительного движения в интегральном виде:

$$\frac{p_2 - p_1}{\rho_{cp}} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} + \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} - h_w. \quad (3.8.7)$$

Для гомогенной ступени осевого компрессора при $u_2^2 = u_1^2$:

$$\frac{p_2 - p_1}{\rho_{cp}} = \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} - h_w, \quad (3.8.8)$$

– аналогично неподвижному диффузору.

Полное давление в относительном движении равно:

$$\tilde{p}^* = P + \rho_{cp} \frac{w^2}{2}, \quad (3.8.9)$$

поэтому уравнение Бернулли в относительном движении по полным параметрам:

$$\frac{\tilde{p}_2^* - \tilde{p}_1^*}{\rho_{cp}} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} - h_w. \quad (3.8.10)$$

Для гомогенной ступени осевого компрессора при $u_2^2 = u_1^2$:

$$\frac{\tilde{p}_2^* - \tilde{p}_1^*}{\rho_{cp}} = -h_w, \quad (3.8.11)$$

– аналогично неподвижному диффузору.

Таким образом, в центробежном РК полное давление в относительном движении растет по радиусу с ростом окружной скорости. В межлопаточном канале гомогенной ступени ОК полное давление в относительном движении уменьшается из-за потерь напора.

Нормальный градиент скорости. Относительный вихрь и транзитный поток.

Решая совместно уравнения равновесия (3.8.3) и (3.8.4) и учитывая, что $\cos \beta = \frac{dr}{dn}$, $\sin \beta = \frac{dr}{ds}$ получим величину градиента относительной скорости по нормали:

$$\frac{\partial w}{\partial n} = 2\omega - \frac{w}{R}. \quad (3.8.12)$$

Благодаря вращению круговой решетки относительная скорость увеличивается от передней к задней поверхности лопаток. При назад загнутых лопатках радиус кривизны линий тока положительный, и движение по криволинейной траектории уменьшает нормальный градиент скорости. При вперед загнутых лопатках радиус кривизны отрицательный, что увеличивает градиент скорости.

Расстояние между лопатками по нормали (направление n) принято обозначать латинской буквой a :

$$a = t \sin \beta_l - \delta_l = \frac{2\pi r}{z} \sin \beta_l - \delta_l. \quad (3.8.13)$$

Если принять приближенно, что радиусы кривизны всех струек тока одинаковы и равны радиусу кривизны средней линии лопаток, то интегрирование равенства (3.8.13) приводит к формулам для оценки скоростей на передней и задней поверхностях лопаток:

$$w_n \approx w_{cp} \left(1 + \frac{a}{2R_l} \right) - \omega a, \quad w_z \approx w_{cp} \left(1 - \frac{a}{2R_l} \right) + \omega a. \quad (3.8.14)$$

Из формулы для скорости на передней поверхности следует, что при уменьшении средней скорости за определенные пределы скорость w_n становится отрицательной. Отрицательная скорость на передней

поверхности не возникает при $w_{cp} > \frac{\omega a}{\left(1 + \frac{a}{2R_l} \right)}$, или после очевидных

преобразований:

$$\frac{w_{cp}}{u_2} \approx \frac{1}{\left(\frac{1}{a/r_2} + \frac{1}{2R_n/r_2} \right)} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\frac{2\pi r}{z} \frac{r}{r_2} - \frac{\delta_n}{r_2}} + \frac{1}{2R_n/r_2} \right)}. \quad (3.8.15)$$

При возникновении на передней поверхности лопаток обратного течения речь идет не об отрыве потока, так как рассматривается невязкое течение. Возможность образования зоны обратного течения в невязком потоке – это проявление особенности вращающейся круговой лопаточной решетки. В других каналах проточной части ТК такое невозможно.

В рабочих колесах ЦК обратного течения на передней поверхности лопаток не должно быть, иначе зона обратного течения привела бы к дополнительным потерям напора в вязком потоке. Для этого следует выбирать надлежащее соотношение между безразмерной скоростью $\frac{w_{cp}}{u_2}$ и геометрическими размерами согласно уравнению (3.8.15). Методы проектирования проточной части имеют в виду и это обстоятельство.

Теоретически невязкое обратное течение может возникнуть в реальном РК в левой части характеристики, при расходе меньше расчетного.

Для примера на рис. 3.8.4 приведены диаграммы скоростей невязкого потока на поверхностях лопаток, рассчитанные методом интегральных уравнений (компьютерная программа ЗДМ.023, кафедра КВХТ СПбГПУ).

На режиме расчетного расхода безразмерные скорости $\frac{w}{u_2}$ существенно больше нуля. При значительно уменьшенном расходе в середине лопатки скорость на передней стороне становится отрицательной в середине лопатки.

В реальном потоке при расходах меньше расчетного на задней стороне возникает отрыв. Это уменьшает проходные сечения и все скорости увеличиваются по сравнению с невязким потоком. Кроме того, уже при расходах меньше 40 -45% от расчетного наступает помпаж (это наилучшие показатели, помпаж может возникнуть и при расходе 60 – 85% от расчетного), делающий работу ТК недопустимой.

Тем не менее, возможность возникновения невязкого обратного течения принимается во внимание при проектировании и расчете рабочих колес ЦК.

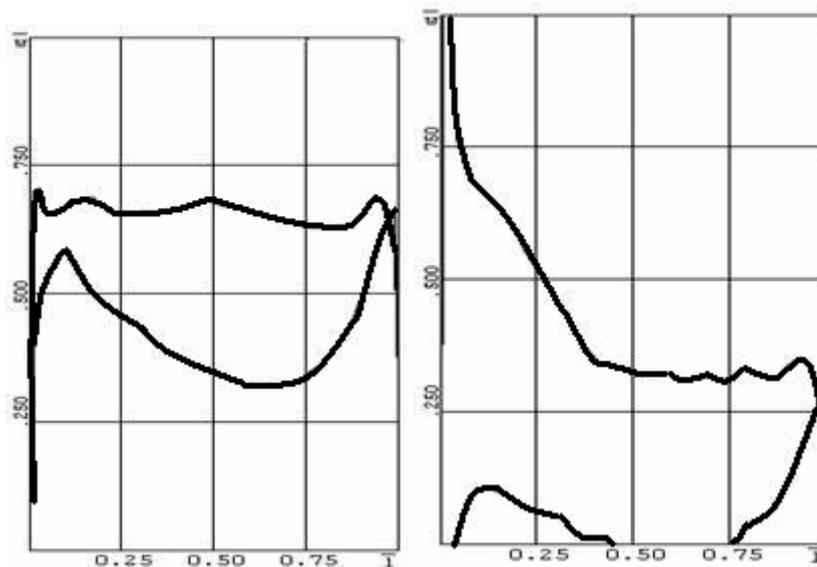


Рис. 3.8.4. Диаграммы скоростей невязкого потока на поверхностях лопаток рабочего колеса промышленного центробежного компрессора. Слева – расчетный режим, справа – расход 29% от расчетного.

Вернемся к рассмотрению упрощенной схемы – невязкое течение в плоской вращающейся круговой решетке. Градиент скорости по нормали – уравнение (3.8.12) можно рассматривать как результат суммы двух независимых течений:

– при отсутствии вращения градиент скорости равен $\frac{\partial w}{\partial n} = -\frac{w}{R}$. Поле скоростей в не вращающейся круговой решетке соответствует **транзитному потоку**,

– при отсутствии расхода градиент скорости равен $\frac{\partial w}{\partial n} = 2\omega$. Поле скоростей во вращающейся круговой решетке при нулевом расходе соответствует **относительному вихрю**.

Таким образом, поле относительных скоростей в канале колеса представляет собой сумму скоростей транзитного потока и осевого вихря. Из-за осевого вихря скорость потока больше у задней стороны лопатки, даже при назад загнутых или прямых лопатках. Градиенты скорости по нормали, соответствующие транзитному потоку, осевому вихрю и действительному невязкому потоку показаны на рис. 3.8.5. Очевидно, что при нулевом расходе относительная скорость на задней стороне лопаток положительная, а на передней стороне поток направлен от центра к периферии. Картина невязкого течения в РК при нулевом расходе показана на рис. 3.8.6.

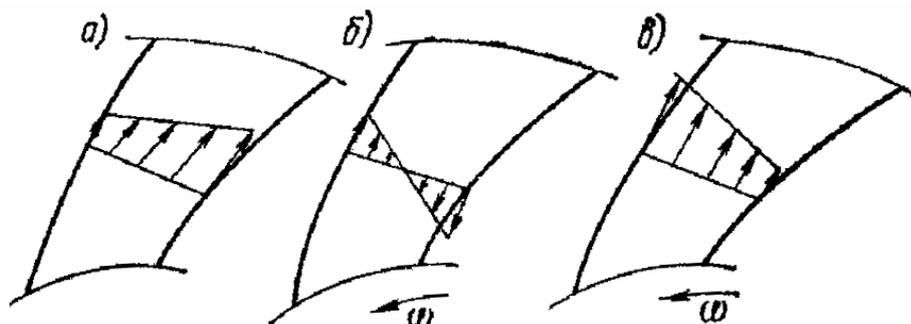


Рис. 3.8.5. Градиенты скорости по нормали, соответствующие транзитному потоку, осевому вихрю и действительному невязкому потоку:
 (а) – транзитный поток ($\bar{m} > 0, \omega = 0$); (б) – осевой вихрь ($\bar{m} = 0, \omega \neq 0$);
 (в) – действительный невязкий поток ($\bar{m} > 0, \omega \neq 0$)

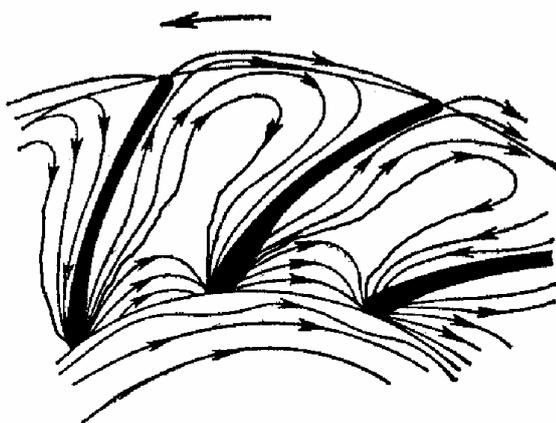


Рис. 3.8.6. Линии тока в рабочем колесе при нулевом расходе (относительный вихрь)

Формула Стодола (приближенный расчет отставания потока на выходе из РК). Схема течения «транзитный поток + относительный вихрь» в настоящее время не используется для расчета параметров потока в РК, но она полезна для понимания особенностей течения. Эта схема используется в некоторых упрощенных, инженерных приемах расчета. Примером этого является формула для расчета отставания потока на выходе из РК от направления лопаток, предложенная известным немецким ученым - турбомашинистом А. Стодола и называемая его именем.

В части 2 указывается, что в силу своей инерционности, при конечном числе лопаток поток покидает рабочее колесо под углом меньшим, чем направление лопаток: $\beta_2 < \beta_{л2}$. На рис. 3.8.7 показаны треугольники скоростей на выходе из центробежного РК при конечном числе лопаток, и при воображаемом бесконечном числе бесконечно тонких

лопаток. Анализируется невязкий поток, так как при бесконечном числе лопаток потери трения были бы бесконечно велики.

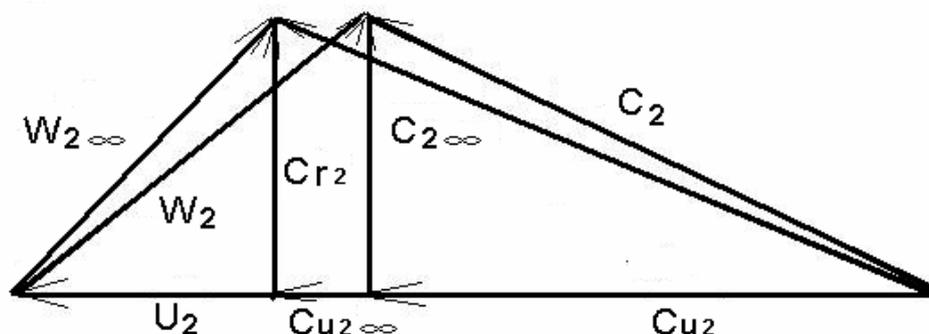


Рис. 3.8.7. Треугольники скоростей на выходе из центробежного рабочего колеса при конечном и бесконечном числе лопаток

Сопоставление, естественно, делается при одинаковом коэффициенте расхода φ_2 . При бесконечном числе лопаток коэффициент теоретического напора равен $\psi_{T\infty} = \frac{c_{u2\infty}}{u_2} = 1 - \varphi_2 \operatorname{ctg} \beta_{n2}$. Коэффициент теоретического напора реального РК с конечным числом лопаток меньше на величину $\Delta c_{u2} = c_{u2\infty} - c_{u2}$:

$$\psi_T = \frac{c_{u2\infty} - \Delta c_{u2}}{u_2} = 1 - \varphi_2 \operatorname{ctg} \beta_{n2} - \Delta \bar{c}_{u2}. \quad (3.8.15)$$

А. Стодола предложил считать величину Δc_{u2} равной средней линейной скорости относительного вихря на выходе из РК. Максимальная линейная скорость вихря равна угловой скорости вихря 2ω , умноженной на расстояние до поверхности лопатки $0,5a_2$. Средняя линейная скорость вдвое меньше, поэтому $\Delta c_{u2} = 2\omega \frac{a_2}{4} = \omega \frac{\pi r_2 \sin \beta_{n2}}{z}$ – в пренебрежении толщиной лопаток на выходе из РК. Тогда в соответствии с (3.8.15) формула Стодола предстанет в виде:

$$\psi_T = 1 - \varphi_2 \operatorname{ctg} \beta_{n2} - \frac{\pi}{z} \sin \beta_{n2}. \quad (3.8.16)$$

* При расчете коэффициента напора по формуле Стодола коэффициент расхода на выходе из РК принято рассчитывать с учетом того, что часть проходного сечения

Формула Стодола широко использовалась в инженерных методах проектирования и показывала достаточную точность расчета средненапорных среднерасходных РК определенной конструкции, которые практически исключительно применялись до середины прошлого столетия.

В то же время при расчете других РК формула Стодола дает недопустимо большую ошибку. Следует указать на важное обстоятельство, которое демонстрируют условность схемы течения, на которой построена эта формула. А именно, теоретические соображения и данные измерений демонстрируют значительное влияние вязкости потока на коэффициент теоретического напора (чем сильнее проявление вязкости, тем сильнее поток отстает от направления лопаток). Формула Стодола построена целиком на «невязкой» схеме течения, игнорируя важное влияние реального характера потока. В разделе 4 представлены физически более обоснованная схема отставания потока и более универсальные и точные способы расчета.

Особенности вязкого течения в центробежных РК. Характер течения в рабочем колесе центробежной ступени привлекает внимание специалистов в силу своей специфики и в силу важности этого элемента проточной части. Наибольший вклад в исследование рабочих колес промышленных центробежных компрессоров внесла кафедра компрессоростроения ЛПИ – кафедра КВХТ СПбГПУ [20]. Течение в РК изучалось с помощью специально разработанной аппаратуры для измерения давления и относительной скорости во вращающихся рабочих колесах и с помощью разных методов визуализации потока.

Характер течения в РК в некоторой степени соответствует картине течения в криволинейных каналах, рассмотренной выше. Задняя поверхность лопаток соответствует выпуклой поверхности криволинейного канала. Там наибольший уровень скоростей и наибольшая вероятность отрыва, сопровождающегося большими потерями. Но в отличие от криволинейных каналов, в центробежных рабочих колесах значительно сильнее проявляется влияние нормальных сил инерции на поведение потока (ламинаризация и турбулизация пограничных слоев, описанная в разделе 3.4). Результатом являются следующие особенности течения.

Схема течения «след – струя». Особо сильная ламинаризация пограничного слоя на задней поверхности лопаток приводит к отрыву потока при незначительном замедлении. На рис. 3.8.8 сопоставлены

межлопаточных каналов занято лопатками конечной толщины, т.е. вместо φ_2 следует

использовать величину $\varphi_2' = \frac{\varphi_2}{\tau_2}$, где $\tau_2 < 1$ - коэффициент стеснения, учитывающий

загромождение канала лопатками. Подробнее о коэффициенте стеснения – в разделе 7.

графики изменения (диаграммы) безразмерных относительных скоростей w/u_2 по длине лопатки $L/L_{\text{полн}}$.

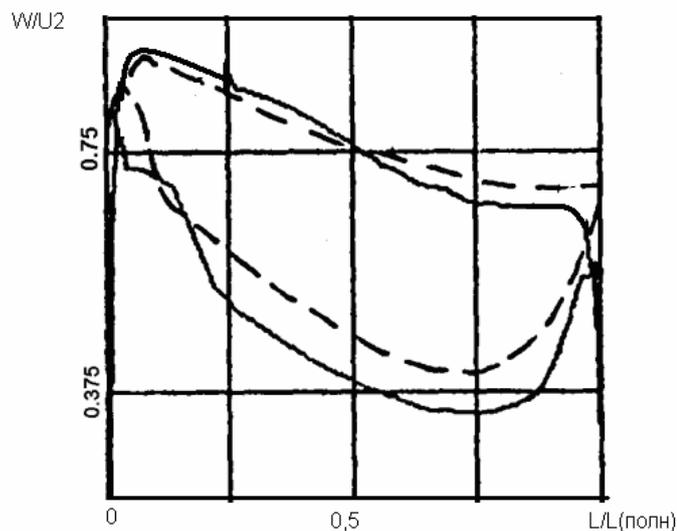


Рис. 3.8.8. Диаграммы скоростей w/u_2 на лопатке типичного рабочего колеса промышленного центробежного компрессора (расчетный режим): сплошные линии – расчет невязкого потока методом интегральных уравнений, штриховые линии – измеренные скорости потока за пределами пограничного слоя и зоны отрыва

Действительная и «невязкая» диаграммы весьма схожи на протяжении 75% длины лопаток, что свидетельствует о небольшой толщине пограничных слоев в начальной части канала. Далее в невязком потоке происходит разгрузка лопатки за счет быстрого снижения скорости на задней стороне и ее роста на передней стороне. В реальном РК поток на задней поверхности отрывается, после чего скорость остается постоянной вдоль границы зоны отрыва (что характерно для любых диффузорных течений с отрывом). Разгрузка происходит за счет ускорения потока на передней стороне. Реальный поток покидает межлопаточный канал с заметно большей скоростью, чем скорость невязкого течения. Это показывает, что часть выходного сечения межлопаточного канала занята зоной потока с малой скоростью.

Особенностью отрыва в центробежном РК является то, что в вихревой зоне поток не движется вспять, но продолжает двигаться в направлении основного течения. Низкоэнергетическая зона отрыва нестационарна, скорость в ней периодически меняется около среднего значения. Эту зону, выходящую за пределы межлопаточного канала принято называть следом за лопаткой, или просто **следом**. Активная часть

потока в этом случае называется **струей**. Наблюдения показывают, что эти две области четко разграничены, поэтому поток на выходе из РК часто рассматривают схематически, как состоящий из двух областей с одинаковой скоростью в каждой из них – рис. 3.8.9.

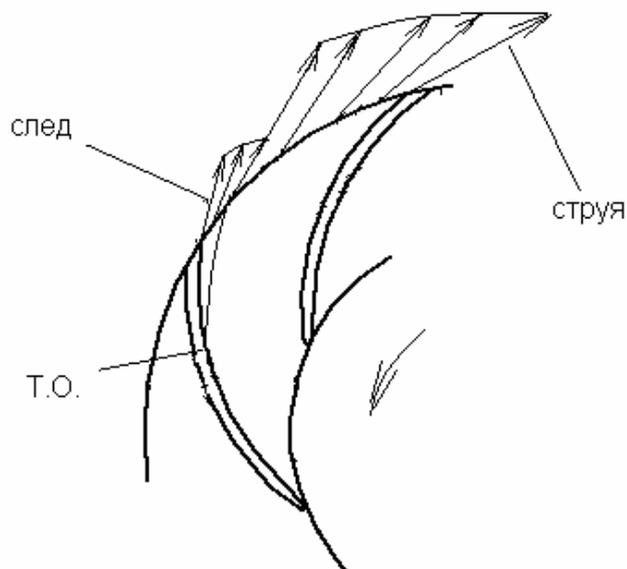


Рис. 3.8.9. Течение на выходе из рабочего колеса по схеме «след – струя»

Скорость в следе имеет порядок 0,20 – 0,25 от скорости в струе. То есть кинетическая энергия потока в зоне отрыва равна 4 – 6% от кинетической энергии в струе (невязком ядре потока). В следующем за РК элементе проточной части происходит выравнивание кинетической энергии в этих зонах за счет трения между быстро движущимися частицами струи и медленными частицами следа. Процесс сопровождается потерей напора – **потери смещения РК**, которые являются эквивалентом вихревых потерь (потерь отрыва) в неподвижных диффузорах.

На расчетном режиме избежать образования следа удастся только в низконапорных РК с коэффициентами теоретического напора $\psi_{T\text{ расч}} \leq 0,50$. В них замедление потока маленькое и «невязкая» диаграмма может характеризоваться практическим отсутствием замедления на задней стороне – как на рис. 3.8.4 слева. В межлопаточных каналах РК со средними и большими $\psi_{T\text{ расч}}$ замедление потока неизбежно и диаграммы скоростей приобретают вид как на рис. 3.8.8. При расходах меньше расчетного зона следа возникает во всех РК. Отрыв начинается тем раньше, чем больше угол атаки на входе. Появление сильной

диффузорности на задней стороне лопаток при $\bar{m} < \bar{m}_{расч}$, $i_1 > 0$ демонстрирует рис. 3.8.4 справа.

Несимметричность обтекания лопаток РК. В простейшем аналоге межлопаточного канала РК – криволинейном колене – отрыв часто возникает и на стороне давления (рис. 3.4.8). Измерения и визуализация показывают, что на стороне давления лопаток РК (передняя поверхность) сколь ни будь заметные зоны отрыва не возникают ни на расчетном, ни на нерасчетных режимах. На рис. 3.8.10 показаны результаты визуализации низкоэнергетических зон введением в проточную часть мелкодисперсного красителя. Краситель прилипает к поверхностям с малыми касательными напряжениями. Напомним, что условие отрыва – исчезновение касательного напряжения $\tau = \mu \frac{\partial w}{\partial n} \approx 0$.



Рис. 3.8.10. Визуализация низкоэнергетических зон на лопатках центробежного РК (проекция на меридиональную плоскость): слева – задняя поверхность лопатки, справа – передняя поверхность лопатки

Зона напыления на рисунке слева показывает конфигурацию следа на задней поверхности. Чистота передней поверхности свидетельствует о высоком уровне касательных напряжений и отсутствии отрыва – такие результаты получены и при больших нерасчетных расходах с отрицательными углами атаки $\bar{m} > \bar{m}_{расч}$, $i_1 < 0$.

Диаграмма скоростей реального потока на рис. 3.8.8 показывает, что на задней поверхности отрыв произошел при замедлении потока всего на 25 – 30%. На передней поверхности поток безотрывно замедлился на 55 – 60%.

Склонность потока к отрыву при незначительном замедлении на одной поверхности и возможность практически неограниченного безотрывного замедления на другой поверхности лопаток характеризуют как несимметричность обтекания лопаток РК. При профилировании проточной части РК это принимается во внимание. Выбрать размеры РК и форму лопаток стараются так, чтобы добиться наилучшего возможного обтекания именно задней поверхности лопаток.