

B253.35
K95

АКАДЕМИЯ
НАУК
СССР

СИБИРСКОЕ
ОТДЕЛЕНИЕ

ИНСТИТУТ
ТЕПЛО-
ФИЗИКИ

Кузателадзе С.С.,
Волчков Э.П.,
Терехов В.И.

АЭРОДИНАМИКА
И ТЕПЛОМАССООБМЕН
В ОГРАНИЧЕННЫХ
ВИХРЕВЫХ
ПОТОКАХ

**ACADEMY OF SCIENCES OF THE USSR
SIBERIAN BRANCH
INSTITUTE OF THERMOPHYSICS**

S.S.Kutateladze, *E.P.Volchkov, V.I.Terekhov*

**AERODYNAMICS AND HEAT AND MASS
EXCHANGE IN BOUNDED VORTEX FLOWS**

Managing Editor L.M.Berzina

Novosibirsk 1987

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
ИНСТИТУТ ТЕПЛОФИЗИКИ

С.С.Кутателадзе, Э.П.Волчков, В.И.Терехов

**АЭРОДИНАМИКА И ТЕПЛОМАССООБМЕН
В ОГРАНИЧЕННЫХ ВИХРЕВЫХ ПОТОКАХ**

Отв. редактор Л.М.Берзина

Новосибирск 1987

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований структуры течения и тепломассопереноса в ограниченных вихревых потоках. Рассмотрен широкий класс закрученных течений - полностью закрученные потоки в трубах, течения с периферийной закруткой (газовые завесы и полуограниченные струи), а также течения в вихревых камерах. Большое внимание уделено процессам смешения приосевых струй с периферийным потоком в вихревых камерах; исследованы проблемы двухфазных вихревых течений. Для изученных течений с единых позиций разработаны инженерные методы расчета аэродинамики и тепломассопереноса.

Книга предназначена для научных работников, специализирующихся в области исследований вихревых течений, а также для инженеров, занимающихся расчетом и проектированием энергетического оборудования.

The results of theoretical and experimental investigations of the flow structure and heat and mass transfer in bounded vortex flows are reported. A wide range of swirled flows, including completely swirled flows in tubes, flows with a peripheral swirl (gas curtains and half-bounded jets) as well as flows in vortex chambers are considered. A great attention is paid to the processes of mixing near-axial jets with the peripheral flow in vortex chambers; the problems of two-phase vortex flows are investigated. Engineering calculation methods for aerodynamics and heat and mass transfer have been developed for the investigated flows from the common viewpoint.

The book is intended for scientific workers specializing in the field of vortex flow investigations, and for engineers involved in calculation and design of energetic facilities.

ВВЕДЕНИЕ

Закрученные течения широко используются в различных отраслях современной техники. Закрутка потока связана, как правило, с необходимостью интенсификации процессов тепло-массо-переноса в энергетических установках или аппаратах химической технологии. Однако в ряде случаев она может служить и для снижения интенсивности процессов переноса, например для стабилизации плазменных струй.

Вихревые потоки отличаются большим разнообразием даже качественной картины течения, которая определяется в первую очередь геометрическими и расходными характеристиками. Многообразие способов создания закрутки потока — лопаточными завихрителями на входе в канал, тангенциальным подводом газа, ленточными и шнековыми завихрителями и т.п. — значительно осложняет анализ и обобщение результатов экспериментов.

Данная работа посвящена в основном изучению процессов турбулентного переноса в пограничных слоях закрученных потоков. С единых методологических позиций рассматриваются различные типы течений с продольной кривизной линий тока: полностью закрученные потоки в начальном участке цилиндрического канала; частично закрученные потоки — пристенные завесы и струи; течения в вихревой камере.

На основании асимптотической теории турбулентного пограничного слоя получены соотношения, учитывающие влияние параметров закрутки потока на тепло-массообмен. Использование этих результатов совместно с интегральными уравнениями пограничного слоя позволило для большинства рассматриваемых задач получить достаточно простые решения, удобные для инженерных расчетов.

В закрученном потоке интенсификация процессов переноса импульса, теплоты и массы вызвана в основном двумя причинами: изменением значения и направления скорости в закрученном потоке (влияние через средние характеристики течения); влиянием массовых сил, обусловленных кривизной линий тока, на уровень турбулентности.

Принципиальное отличие частично закрученных потоков (когда закручивается только периферийная часть потока) заключается в том, что закрутка интенсивно затухает по длине канала за счет смешения с центральным незакрученным потоком. Кроме того, при этом в пристенном пограничном слое имеются как зона с интенсификацией турбулентного переноса ($d\bar{r}/dr < 0$), так и зона с подавлением турбулентности ($d\bar{r}/dr > 0$). Этими отличиями объясняются некоторые эффекты, обнаруженные при использовании закрученных газовых завес. Например, увеличение тангенциального вдува может приводить к снижению эффективности завесы на выгорающей стенке и уменьшению заполненности профиля продольной скорости по сравнению с незакрученной завесой.

Аэродинамика вихревой камеры представляет собой сложное явление. Диафрагмирование выходного сечения приводит к коренной перестройке течения. При этом существенную роль могут играть радиальная компонента скорости и течения в торцевых пограничных слоях.

В книге изложены главным образом результаты исследований, полученные в последнее десятилетие в Институте теплофизики СО АН СССР. Поэтому она не претендует на полноту охвата имеющихся материалов, многие рассматриваемые проблемы находятся еще в стадии изучения. Тем не менее авторами сделана попытка систематизации и обобщения исследований, для многих типов течений разработаны инженерные методы расчета. Приводится много экспериментальных данных, в ряде случаев дается описание методик измерения и проведения опытов.

Авторы глубоко признательны всем коллегам по институту, совместно с которыми получены изложенные в книге результаты, особенно Н. А. Дворникову, С. Ю. Спотарю и В. И. Титкову, внесшим наибольший творческий вклад в развитие исследований.

Глава 1.

ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ В КРИВОЛИНЕЙНОМ КАНАЛЕ И НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ ТРУБЫ ПРИ ЗАКРУТКЕ ПОТОКА

Пограничные слои, развивающиеся вдоль криволинейных поверхностей, имеют ряд характерных особенностей по сравнению с погранслоями плоских течений. Продольная кривизна линий тока приводит к появлению в пограничном слое поля центробежных сил, которые изменяются от нуля на стенке из-за прилипания до их значения в ядре потока, вследствие чего статическое давление по толщине пограничного слоя не постоянно. При потере устойчивости это приводит к возникновению на искривленных стенках вихрей Гёртлера [171]. Картина процесса в этом случае во многом сходна с течением между вращающимися цилиндрами.

Исследование структур типа вихрей Тейлора - Гёртлера и их влияния на трение и теплообмен представляет собой сложную самостоятельную задачу и нами не рассматривается. В данной главе приведено решение задачи о трении и теплообмене в турбулентном криволинейном пограничном слое без учета влияния на течение вихрей Гёртлера.

Продольная кривизна линий тока наиболее сильно сказывается на трении и теплообмене при турбулентном режиме течения за счет подавления или интенсификации массовыми силами пульсационного движения. Полученные данные по интенсификации или подавлению турбулентного обмена в криволинейном потоке могут быть перенесены и на более сложные случаи движения, например на закрученные течения. Закрученный поток в приближении пограничного слоя можно представить как вращательно-поступательное движение жидкости с эквивалентным радиусом кривизны линий тока. Именно с таких позиций проводится анализ и обобщение опытных данных по теплообмену и тре-

нию в турбулентном пограничном слое закрученного потока на начальном участке трубы. Наиболее подробно изучены процессы переноса в пограничных слоях с продольной кривизной. Результаты использованы далее для решения широкого класса задач закрученных течений. Эти работы выполнены авторами совместно с Н. А. Дворниковым и С. Ю. Спотарем [26,44,66].

1.1. Влияние массовых сил на турбулентный перенос импульса и теплоты в криволинейном пограничном слое

Известно [189,206,230,241,246,249 и др.], что наличие относительно небольшой продольной кривизны обтекаемой поверхности может оказать существенное влияние на процессы турбулентного теплообмена и трения. Попытки описать это явление с помощью учета дополнительных членов в интегральных соотношениях без учета массовых сил оказались не состоятельными [242].

Прандтль [230] одним из первых указал на аналогию между действием подъемных сил в стратифицированной жидкости и кривизной линий тока в пограничном слое. С использованием теории длины пути перемешивания им была предложена следующая зависимость для турбулентного трения

$$\tau/\tau_0 = \sqrt{1 - 0,5Ri},$$

где в качестве параметра использовалось число Ричардсона, которое отличалось от обычной его формы представления для стратифицированных жидкостей тем, что ускорение силы тяжести заменялось на центробежное.

Однако экспериментальная проверка выводов Прандтля показала [249], что наблюдаемые эффекты на порядок выше рассчитанных теоретически. Для учета этих эффектов многие авторы [188,189,205,206,225,230,246] используют эмпирические зависимости, связывающие длину пути перемешивания с характеристиками пограничного слоя и кривизной линий тока. В основу этих методов был положен анализ Мони́на - Обухова для расчета температурно-стратифицированных атмосферных пограничных слоев. Так, Брэдшоу [189] предложил использовать различные соотношения для длины пути перемешивания в криволинейном течении, в частности, линейную зависимость

$$l/l_0 = 1 - \beta Ri.$$

Здесь l , l_0 — длина пути перемешивания для криволинейного и плоского пограничных слоев; константа β , подбираемая эмпирически, изменяется в широких пределах — $\beta = 2 \div 10$. Методы расчета с использованием таких соотношений дают удовлетворительное соответствие с экспериментом. Однако вопрос о правильном подборе эмпирического коэффициента β остается наиболее сложным и к настоящему времени нерешенным.

Влияние массовых сил на турбулентность. Проанализируем влияние центробежных сил на динамику моля жидкости при его перемещении из пристеночной области к внешней границе пограничного слоя. Уравнение движения жидкого моля в радиальном направлении пограничного слоя на вогнутой поверхности в лагранжевой системе координат имеет вид

$$\rho_s \frac{du'_r}{dt} = f_m - \frac{dp}{dr}. \quad (1.1)$$

Здесь u'_r — пульсационная скорость моля жидкости в радиальном направлении; ρ_s — его плотность.

При записи (1.1) полагалось, что касательные напряжения, действующие на частицу, существенно меньше сил давления и инерционных сил, поскольку вязкая диссипация энергии происходит в вихрях, масштаб которых значительно меньше вихрей, ответственных за перенос импульса.

Массовая сила f_m , действующая на жидкую частицу, складывается из центробежной силы $f_c = \rho_s v_s^2 / r$ (v_s — скорость моля жидкости вдоль линии тока) и силы f_o , которая не зависит от кривизны и приводит к появлению пульсации скорости при обтекании стенки в отсутствие массовых сил. Градиент давления в жидкости в радиальном направлении может быть найден из уравнения радиального равновесия $dp/dr = \rho v^2 / r$, где v — тангенциальная скорость жидкости, окружающей моль.

Тогда уравнение (1.1) можно записать в виде

$$\rho_s u'_r \frac{du'_r}{dr} = \rho_s \frac{v_s^2}{r} - \rho \frac{v^2}{r} - f_o. \quad (1.2)$$

Следуя Прандтлю [230] и принимая при этом аналогию процессов переноса импульса на пластине и циркуляции в криволинейном течении, запишем

$$v' r = \Gamma' = \Gamma_s - \Gamma = \alpha y \frac{\partial \Gamma}{\partial y}, \quad (1.3)$$

причем, согласно экспериментальным данным Клебанова [171], $\alpha \approx 1$; Γ_s , Γ — циркуляция моля жидкости и окружающей среды. Тогда подставляя выражение для Γ_s из (1.3) в (1.2), после отбрасывания малых членов получим дифференциальное уравнение относительно радиальной компоненты пульсационной скорости

$$\frac{du_r'^2}{dy} = -2Ky + \frac{2f_0}{\rho_s}, \quad (1.4)$$

где

$$K = \frac{2\Gamma}{r^3} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} + \frac{\Gamma^2}{r^3} \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r}. \quad (1.5)$$

Уравнение (1.4) может быть получено также путем разложения циркуляции Γ_s и плотности моля жидкости ρ_s в ряд по y [66].

Определим значение пульсаций скорости в радиальном направлении. Для этого проинтегрируем (1.4), полагая в первом приближении параметр K постоянным по радиусу. Проведенные оценки показали, что использование степенного профиля для циркуляции и плотности в (1.5) дает практически такие же результаты, что и при $K = \text{const}$. Тогда из (1.4) имеем

$$u_r'^2 = -Ky^2 + \int_0^y \frac{2f_0}{\rho_s} dy. \quad (1.6)$$

При обтекании поверхности, когда массовые силы отсутствуют, $K=0$, $l_0 = \alpha y$, а пульсационная скорость может быть представлена в виде, обычно используемом в теории длины пути перемешивания:

$$u_{r0}' = l_0 \frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r}. \quad (1.7)$$

Тогда из (1.6) и (1.7) получим выражение для радиальной компоненты пульсационной скорости при наличии массовых сил

$$u_r' = l_0 \frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \sqrt{1 - (y/l_0)^2 \text{Ri}}, \quad (1.8)$$

где число Ричардсона

$$Ri = \left(\frac{2\Gamma}{r^3} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\Gamma^2}{r^3} \right) \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \right)^{-2} \quad (1.9)$$

характеризует отношение турбулентной энергии, произведенной массовыми силами и касательными напряжениями. При этом массовые силы, как это следует из (1.9), могут быть вызваны не только градиентом циркуляции, но и градиентом плотности в пограничном слое.

Из литературы известно большое число форм представления числа Ричардсона [189, 206, 235], причем наибольшие сложности в подборе соответствующих зависимостей возникают при анализе неизотермических сжимаемых криволинейных или закрученных течений. В отличие от указанных методов выражение (1.9) получено не эмпирически, а из решения уравнения динамики элемента жидкости при его пульсационном движении в поле массовых сил, поэтому оно отражает физическую картину воздействия вращения и стратификации по плотности на турбулентный перенос. Для течения в пограничном слое на криволинейной поверхности с постоянной плотностью ($\rho = \text{const}$) выражение (1.9) совпадает с известной формой представления числа Ричардсона [189]

$$Ri = \frac{2\Gamma}{r} \left(\frac{\partial \Gamma}{\partial r} \right)^{-1}. \quad (1.10)$$

Используя (1.8) и полагая, что пульсация циркуляции консервативна к воздействию массовых сил, найдем распределение касательных напряжений по толщине криволинейного пограничного слоя

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{1}{r} \rho \overline{\Gamma' u_r'} = \frac{1}{r} \rho \overline{\Gamma' u_r'}_{r_0} \sqrt{1 - (y/l_0)^2 Ri} = \\ &= \rho l_0^2 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \right)^2 \sqrt{1 - (y/l_0)^2 Ri}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

При этом предполагалось, что коэффициент одноточечной корреляции, как и для плоского течения [171],

$$R_{ij} = \frac{\overline{\Gamma' u_r'}}{\sqrt{\Gamma'^2} \sqrt{u_r'^2}} \approx 0,4,$$

а константа турбулентности κ в выражении для длины пути смешения в окрестности стенки также принималась равной 0,4.

Итак, отношение турбулентных касательных напряжений в пограничном слое на вогнутой поверхности к их значению в течении без продольной кривизны равно

$$f = \sqrt{1 - (y/l_0)^2 Ri}. \quad (1.12)$$

Число Ричардсона в этом случае, как следует из (1.9), (1.10), отрицательно.

Уравнения (1.11), (1.12) справедливы только для течения у вогнутой стенки. При течении около выпуклой поверхности происходит процесс подавления турбулентности, а масштаб пульсаций становится меньше толщины пограничного слоя.

Интегрируя уравнение движения (1.6) по некоторому линейному масштабу H , для выпуклой поверхности получим

$$u_r'^2 = -KH^2 + u_{r0}'^2. \quad (1.13)$$

Из (1.13) следует, что при достижении некоторого предельного расстояния $H = u_{r0}' / \sqrt{K}$ пульсационная скорость обращается в ноль. Это соответствует условиям подавления турбулентности.

Масштаб подавления турбулентности H можно найти из следующих предельных соотношений:

$$\begin{aligned} \text{при } Ri \rightarrow 0 \quad H \rightarrow y, \quad KH^2 \rightarrow 0; \\ \text{при } Ri \rightarrow \infty \quad H \rightarrow 0, \quad u_r'^2 \rightarrow 0. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Этим условиям удовлетворяет следующая функция

$$H = \frac{y}{\sqrt{1 + (y/l_0)^2 Ri}}, \quad (1.15)$$

с учетом которой уравнение (1.13) примет вид:

$$u_r' = l_0 \frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \left[1 + \left(\frac{y}{l_0} \right)^2 Ri \right]^{-1/2}. \quad (1.16)$$

Распределение турбулентных касательных напряжений по толщине пограничного слоя на выпуклой поверхности связано с осредненными параметрами течения следующим соотношением

$$\tau = \frac{1}{r} \rho \overline{u_r' \Gamma'} = \rho l_0^2 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{y}{l_0} \right)^2 Ri \right]^{-1/2}. \quad (1.17)$$

Аналогичный анализ можно провести и для турбулентного переноса теплоты. В итоге получим распределения теплового потока:

1.1. Влияние массовых сил на турбулентный перенос вблизи вогнутой стенки

$$q = c_p \rho \overline{T' u_r'} = c_p \rho l_0^2 \frac{\partial T}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \left[1 - \left(\frac{y}{l_0} \right)^2 Ri \right]^{1/2}; \quad (1.18)$$

в окрестности выпуклой стенки

$$q = c_p \rho \overline{T' u_r'} = c_p \rho l_0^2 \frac{\partial T}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \left[1 + \left(\frac{y}{l_0} \right)^2 Ri \right]^{-1/2}. \quad (1.19)$$

Таким образом, используя соотношения (1.9), (1.11) и (1.17) – (1.19), можно учесть влияние кривизны на трение и тепломассообмен при турбулентном обтекании вогнутых и выпуклых поверхностей. При этом не требуется использования дополнительных констант, учитывающих влияние массовых сил на турбулентный обмен.

Закон тепломассообмена и трения для турбулентного пограничного слоя на криволинейной поверхности. Полученные зависимости для турбулентных касательных напряжений и тепловых потоков позволяют замкнуть уравнения движения и энергии криволинейного пограничного слоя. Эти соотношения можно использовать в различных методах расчета пограничных слоев – при решении уравнений в дифференциальной или интегральной форме, а также уравнений для кинетической энергии турбулентности.

В дальнейшем при анализе мы воспользуемся асимптотической теорией пограничного слоя [99], дающей возможность оперативно и с достаточной для практики точностью определять воздействие различных факторов на турбулентное трение и теплообмен в сложных условиях. В соответствии с этой теорией, используя выражения для турбулентного трения на криволинейной поверхности (1.11) или (1.17), найдем относительную функцию трения

$$\psi^{1/2} = \int_0^1 \left(\frac{\rho \tilde{\tau}_0}{\rho_0 \tilde{\tau}} f \right)^{1/2} d\omega. \quad (1.20)$$

Здесь $\psi = (c_f / c_{f0}) Re^{**}$ – относительная функция трения при $Re^{**} = \frac{\rho_0 \delta^{**} v_0}{\mu_0} = idem$; $c_f = 2\tau_{ст} / \rho v_0^2$; $c_{f0} = 2\tau_{ст0} / \rho v_0^2$ – коэффициенты трения в рассматриваемых и стандартных (изотермическая плоская непроницаемая поверхность) условиях; $\tilde{\tau}_0 = (\tau / \tau_{ст})_0$, $\tilde{\tau} = \tau / \tau_{ст}$ – профили касательных напряжений в стандартных и рассматриваемых условиях; $\omega = v / v_0$ – безразмер-

Гл. 1. ПОГРАНСЛОЙ В КРИВОЛИНЕЙНЫХ И ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКАХ

ная скорость; f — функция, определяющая влияние массовых сил на трение, — для вогнутой и выпуклой поверхностей соответственно

$$\begin{aligned} f &= \sqrt{1 - (y/l_0)^2 Ri}; \\ f &= 1/\sqrt{1 + (y/l_0)^2 Ri}. \end{aligned} \quad (1.21)$$

В первом приближении примем, что распределение относительных касательных напряжений $\tilde{\tau} = \tau/\tau_{CT}$ подобно распределению трения на плоской стенке $\tilde{\tau}/\tilde{\tau}_0 = 1$. Необходимо отметить, что непосредственные измерения касательных напряжений в пограничных слоях на криволинейных поверхностях [241] свидетельствуют о приближенном характере этого условия. Тогда для изотермического течения ($\rho/\rho_0 = 1$) из (1.20) имеем

$$\Psi_K = \left[\int_0^1 f^{1/2} d\omega \right]^2. \quad (1.22)$$

Поскольку параметр f является функцией расстояния от стенки, то для определения функции трения предельные соотношения приведем к виду

$$\Psi_K = \left(\int_0^1 \frac{\partial \omega_0}{\partial \xi} \cdot \frac{1}{\sqrt{f}} d\xi \right)^{-2}. \quad (1.23)$$

Здесь $\xi = y/\delta$; ω_0 — профиль скорости в стандартном пограничном слое.

Распределение скорости в пограничном слое на криволинейной поверхности находится из соотношения [99]

$$\frac{\partial \omega}{\partial \xi} = \frac{\partial \omega_0}{\partial \xi} \sqrt{\frac{\Psi_K}{f}}. \quad (1.24)$$

После интегрирования имеем

$$\omega = 1 - \int_{\xi}^1 \frac{\partial \omega_0}{\partial \xi} \sqrt{\frac{\Psi_K}{f}} d\xi. \quad (1.25)$$

Используя (1.25), можно рассчитать интегральные характеристики пограничного слоя

$$\delta^{**}/\delta = \int_0^1 \omega(1-\omega) d\xi. \quad (1.26)$$

Система уравнений (1.23)–(1.26) позволяет определить все необходимые параметры пограничного слоя на криволинейной поверхности. Расчет необходимо проводить методом по-

1.1. Влияние массовых сил на турбулентный перенос

следовательных приближений. Для случая обтекания пластины принимался степенной профиль скорости $w_0 = \xi^n$.

Изменение длины пути перемешивания по толщине пограничного слоя на плоской поверхности l_0 рассчитывали по формуле

$$l_0/\delta = 0,4\xi - 0,64\xi^2 + 0,44\xi^3 - 0,11\xi^4, \quad (1.27)$$

полученной аппроксимацией выражения для $\tilde{l} = l_0/\delta$ биквадратным полиномом, с граничными условиями

$$\xi=0, \quad l_0=0, \quad \partial l_0/\partial \xi = x;$$

$$\xi=1, \quad l_0=0,09, \quad \partial l_0/\partial \xi = 0.$$

В качестве первого приближения при определении числа Ричардсона и соответственно функции трения по формуле (1.23) использовались профили скорости для течения без кривизны.

Аналогично может быть решена задача для тепломассообмена. Поскольку выражения для турбулентного теплового потока (1.18) и (1.19) оказались подобными соответствующим зависимостям для турбулентного трения (1.11), (1.17) на вогнутой и выпуклой поверхностях, то при равенстве гидродинамической и тепловой длины пути перемешивания $l_0 = l_{t0}$ функция теплообмена будет совпадать с функцией трения.

Таким образом, изложенный метод расчета трения на криволинейной поверхности по формулам (1.23)–(1.26) можно использовать и для анализа процессов тепломассообмена.

При расчетах влияния кривизны линий тока на трение по разным методикам (рис. 1.1) в качестве интегрального параметра кривизны использовали отношение толщины потери импуль-

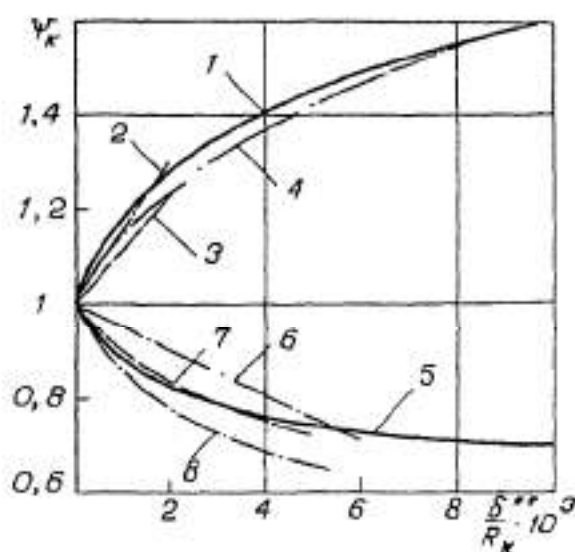


Рис. 1.1. Распределение трения в пограничном слое на криволинейной поверхности.

Вогнутая стенка: 1 - расчет по настоящей методике - $l/l_0 = \sqrt{1 - (y/l_0)^2 Ri}$; 2 - $\psi_k = 1 + 145\delta^{**}/R_k$ [174]; 3 - $l/l_0 = 1 - 2Ri$ [189]; 4 - $l/l_0 = \sqrt{1 - 18Ri}$ [189]

Выпуклая стенка: 5 - расчет авторов $l/l_0 = 1/\sqrt{1 + (y/l_0)^2 Ri}$; 6 - $\psi_k = 1 - 47,6\delta^{**}/R_k$ [174]; 7 - $l/l_0 = 1 - 4Ri$ [189]; 8 - $l/l_0 = 1/(1 + 6Ri)$ [206, 225]

са к радиусу кривизны δ^{**}/R_K . Необходимо заметить, что во внешней области пограничного слоя использование линейной формулы Брэдли $l/l_0 = 1 - \beta Ri$ дает физически неверный результат. Если градиент скорости во внешней области течения $\partial v/\partial y \leq 0,3v/\delta$, то по рекомендации Джонстона и Эйде [206] следует принимать $\partial v/\partial y = 0,3v/\delta$.

Как видно из рис. 1.1, результаты расчета трения по предложенной нами модели для выпуклой и вогнутой поверхностей достаточно хорошо совпадают с известными методами, использующими различные эмпирические соотношения для модифицированной длины пути смещения.

Наибольшую сложность при расчетах течений в поле массовых сил, как указывалось выше, представляет проблема подбора эмпирического коэффициента β . Результаты теоретически найденных значений коэффициента β для выпуклой и вогнутой поверхностей при использовании линейной зависимости длины пути перемешивания $l/l_0 = 1 - \beta Ri$ представлены на рис. 1.2.

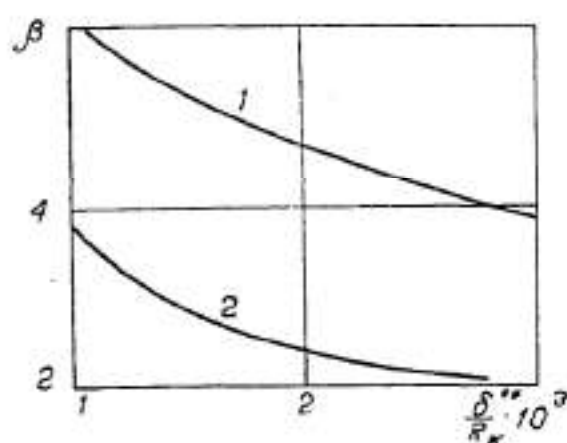


Рис. 1.2. Расчетные значения коэффициента β в зависимости $l/l_0 = 1 - \beta Ri$ для выпуклой (1) и вогнутой (2) стенок

Как видно, значения β находятся в диапазоне, указанном авторами [189, 206, 225], причем, и это особенно важно, коэффициент β не остается постоянным в процессе развития пограничного слоя и с ростом кривизны уменьшается.

Аппроксимации расчетных зависимостей и некоторые частные случаи течения вблизи криволинейной поверхности. Для проведения инженерных расчетов тепломассообмена и трения на криволинейной поверхности результаты

анализа по изложенной методике представим в виде аппроксимирующих зависимостей. Выше было показано, что параметром, определяющим влияние кривизны поверхности на процессы переноса, является число Ричардсона (1.9), которое является локальной характеристикой и изменяется по толщине пограничного слоя от нуля на стенке до его значения на внешней границе. Для определения интегрального параметра, характеризующего воздействие массовых сил на трение и теплообмен на

1.1. Влияние массовых сил на турбулентный перенос

стенке, представим (1.9) с использованием безразмерных параметров, рассматривая при этом достаточно тонкие пограничные слои $\delta/R_K \ll 1$:

$$Ri = \mp \frac{\delta}{R_K} \left(2\omega \frac{\partial \omega}{\partial \xi} + \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial \xi} \omega^2 \right) \left(\frac{\partial \omega}{\partial \xi} \right)^{-2}. \quad (1.28)$$

Здесь $\bar{\rho} = \rho/\rho_0$ — относительное значение плотности газа, в общем случае зависящее от температурного фактора, сжимаемости течения и неоднородности состава пограничного слоя; в дальнейшем будем рассматривать воздействие на криволинейный пограничный слой только фактора неизотермичности. Учитывая, что $\rho/\rho_0 = T_0/T$, после некоторых преобразований из (1.28) получим

$$Ri = \mp \frac{\delta}{R_K} \left[2\omega \frac{\partial \omega}{\partial \xi} + \omega^2 \frac{\psi-1}{\psi+u(1-\psi)} \right] \left(\frac{\partial \omega}{\partial \xi} \right)^{-2}, \quad (1.29)$$

где $u = (T - T_{CT})/(T_0 - T_{CT})$ — безразмерный профиль температур; $\psi = T_{CT}/T_0$ — фактор неизотермичности. Принимаем профили температур и скоростей в криволинейном течении подобными, что подтверждается экспериментально. Запишем их в степенном виде $\omega = u = \xi^n$. После преобразований получим

$$Ri = \mp \frac{\delta}{R_K} \left(\frac{2\xi}{n} + \frac{\xi}{n} \frac{\psi-1}{\psi+u+1-\psi} \right).$$

Следует иметь в виду, что влияние массовых сил на тепломассоперенос сказывается в основном через внешнюю часть пограничного слоя. Это позволяет без внесения заметных погрешностей провести осреднение по толщине пограничного слоя величины u во втором члене уравнения. Тогда окончательное выражение для числа Ричардсона неизотермического пограничного слоя приближенно можно записать

$$Ri = \mp \frac{2\delta\xi}{R_K n} \left[1 + \frac{\psi-1}{2(\psi n+1)} \right]. \quad (1.30)$$

Аналогично можно получить выражения для числа Ричардсона и при более сложных условиях обтекания поверхностей с продольной кривизной, например для области сверхзвуковых течений газа. При квазиизотермическом течении газа $\psi \rightarrow 1$, и тогда

$$Ri = \mp 2\delta\xi/R_K n = \mp 2\delta^{**}\xi(1+n)/(1+2n) \sqrt{R_K Bi} \quad (1.31)$$

Таким образом, интегральным параметром, характеризующим воздействие кривизны на трение и тепломассообмен, как об этом указывается и в ряде других работ [174, 189, 205, 206, 244, 246], является отношение толщины пограничного слоя (или его интегральных масштабов δ^{**} , δ^*) к радиусу кривизны. Показатель n в профиле скорости является в процессе расчета величиной искомой и в конечном итоге зависит от δ/R_K ; не влияет на интегральный параметр и безразмерная координата $\xi=y/\delta$ в (1.31), исчезающая при интегрировании уравнения движения или энергии по толщине пограничного слоя.

Результаты расчетов турбулентного трения и тепломассообмена на вогнутой поверхности в условиях, близких к изотермическим, полученные по формулам (1.23-1.26), в диапазоне $0 < \delta^{**}/R_K < 0,025$ хорошо аппроксимируются зависимостью

$$\psi_K = (1 + 1,8 \cdot 10^3 \delta^{**}/R_K)^{0,162}. \quad (1.32)$$

Для изотермического обтекания выпуклой поверхности при $0 < \delta^{**}/R_K < 0,01$

$$\psi_K = (1 + 2,2 \cdot 10^3 \delta^{**}/R_K)^{-0,115}. \quad (1.33)$$

При неизотермическом обтекании криволинейных поверхностей функции тепломассообмена и трения с учетом (1.30) запишутся:

для вогнутой стенки

$$\psi_K = \left\{ 1 + 1,8 \cdot 10^3 \frac{\delta^{**}}{R_K} \left[1 + \frac{\psi-1}{2(\psi n+1)} \right] \right\}^{0,162}; \quad (1.34)$$

для выпуклой стенки

$$\psi_K = \left\{ 1 + 2,2 \cdot 10^3 \frac{\delta^{**}}{R_K} \left[1 + \frac{\psi-1}{2(\psi n+1)} \right] \right\}^{-0,115}. \quad (1.35)$$

В первом приближении значение n в (1.34), (1.35) можно принять равным $1/7$.

Тепломассообмен на криволинейной поверхности при $Pr \neq 1$. Влияние массовых сил на турбулентный перенос теплоты и массы, как показал анализ, проявляется через изменение гидродинамической картины процесса, в частности, поперечной пульсационной скорости газа. Рассмотрим случай течения, когда число Прандтля $Pr \neq 1$. Если $Pr < 1$ и динамичес-

1.1. Влияние массовых сил на турбулентный перенос

кий пограничный слой тоньше теплового $\delta_T > \delta$, то воздействие массовых сил будет сказываться только в области динамического пограничного слоя. В этом случае в зависимостях (1.32) и (1.33) интенсификацию теплообмена нужно определять по толщине потери импульса динамического пограничного слоя. При $Pr > 1$, когда тепловой слой утоплен в динамическом, массовые силы будут сказываться только в области теплового слоя, и зависимость (1.12) может быть представлена в виде

$$f = \sqrt{1 - (\mu/l_T)^2 (\delta_T/\delta)^2 Ri}. \quad (1.36)$$

Аналогично можно получить расчетные зависимости для тепло-массообмена при $Pr > 1$ на вогнутой поверхности с учетом неизотермичности течения:

$$\psi_{K_T} = \left[1 + 1,8 \cdot 10^3 \frac{\delta_T^{**}}{R_K} \left(\frac{\delta_T}{\delta} \right)^2 \left(1 + \frac{\psi-1}{2(\psi n+1)} \right) \right]^{0,162}. \quad (1.37)$$

Согласно [99] можно принять $\delta_T/\delta \approx \delta_T^{**}/\delta^{**} = Pr^{-0,6}$. Тогда (1.37) запишется в виде

$$\psi_{K_T} = \left[1 + 1,8 \cdot 10^3 \frac{\delta_T^{**}}{R_K} Pr^{-1,2} \left(1 + \frac{\psi-1}{2(\psi n+1)} \right) \right]^{0,162}; \quad (1.38)$$

соответственно для выпуклой поверхности

$$\psi_{K_T} = \left[1 + 2,2 \cdot 10^3 \frac{\delta_T^{**}}{R_K} Pr^{-1,2} \left(1 + \frac{\psi-1}{2(\psi n+1)} \right) \right]^{-0,115}. \quad (1.39)$$

Результаты расчета функции тепломассообмена на вогнутой и выпуклой поверхностях для параметра кривизны $\delta^{**}/R_K = 0,01$ при изменении температурного фактора T_{CT}/T_0 и разных чис-

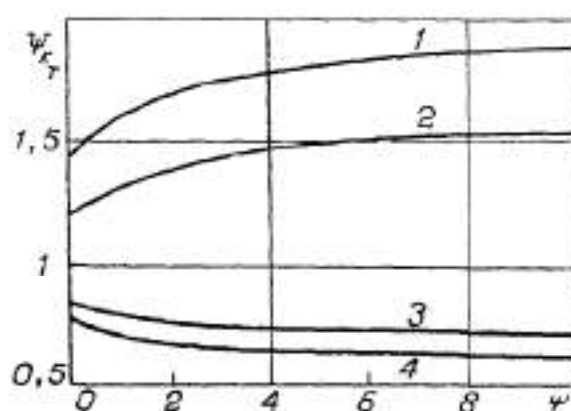


Рис. 1.3. Зависимость относительной функции трения и теплообмена от фактора неизотермичности: 1, 2 — вогнутая стенка; 3, 4 — выпуклая стенка; 1, 4 — $Pr=1$; 2, 3 — $Pr=3$

Гл. 1. ПОГРАНЧНЫЙ В КРИВОЛИНЕЙНЫХ И ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКАХ

лах Прандтля (рис. 1.3) показывают, что нагревание стенки усиливает воздействие кривизны, приводя к увеличению теплообмена относительно изотермических условий на вогнутой и, соответственно, к снижению тепловых и массовых потоков на выпуклой поверхностях; при этом эффекты кривизны могут быть значительны, и при $Pr=1$, $\psi \approx 10$ тепломассообмен может возрасти (снизиться) почти в два раза.

При $Pr > 1$ воздействие кривизны на процессы переноса ослабевает, что согласуется с физической картиной процесса, поскольку влияние центробежных эффектов сказывается в тепловом слое, более тонком, чем динамический.

Решение интегральных соотношений импульсов на криволинейной поверхности. Сопоставление с экспериментом. Для решения задачи воспользуемся интегральными соотношениями пограничного слоя. Уравнение импульсов для достаточно тонкого ($\delta/R_K \ll 1$) криволинейного пограничного слоя можно записать в следующем виде [50]:

$$d\delta^{**}/dx = c_f/2, \quad (1.40)$$

где толщина потери импульса определяется выражением (1.26), а закон трения в виде [99]

$$c_f/2 = (B/2) Re^{**}^{-m} \psi. \quad (1.41)$$

Здесь $Re^{**} = \rho_0 u_0 \delta^{**} / \mu$; $B/2 = 0,0128$, $m = 0,25$, а функция трения определяется соотношением (1.39).

Интегрирование уравнения (1.40) с учетом (1.41) дает расчетные зависимости для числа Рейнольдса, построенного по толщине потери импульса, и локального коэффициента трения

$$Re^{**} = 0,036 \psi^{0,8} Re_x^{0,8}; \quad (1.42)$$

$$c_f/2 = 0,029 \psi^{0,8} Re_x^{-0,2}. \quad (1.43)$$

Формулы (1.42), (1.43) получены при условии, что турбулентный пограничный слой нарастает с передней кромки криволинейного канала - $x=0$, $Re^{**}=0$.

Таким образом, система уравнений (1.38), (1.39), (1.42), (1.43) позволяет полностью рассчитать распределение трения, профилей скорости и интегральных характеристик по дли-

1.1. Влияние массовых сил на турбулентный перенос

не криволинейного канала. Не представляет принципиальных затруднений решение интегральных соотношений энергии и диффузии и определение соответствующих характеристик теплового и диффузионного слоев.

К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный материал по динамике и теплообмену в криволинейных каналах. Однако проведенный анализ этих результатов показал, что отсутствие данных о длине предвключенного плоского участка, наличие градиента давления по длине криволинейного канала и другие факторы затрудняют корректное сопоставление расчета с экспериментом. В связи с этим представляют интерес данные [246] по трению на выпуклой поверхности, полученные в экспериментах, в которых были приняты специальные меры для устранения продольного градиента давления.

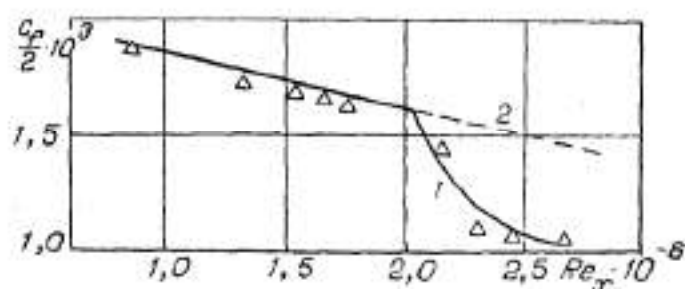


Рис. 1.4. Трение на выпуклой поверхности (1) и на пластине (2). $\delta/R_k \sim 0,1$

При сопоставлении экспериментальных данных и результатов расчета по разработанной нами методике (рис. 1.4) влияние предвключенного плоского участка на закон сопротивления в криволинейном канале учитывалось с помощью эффективного радиуса кривизны стенки $R_{k.эф}$, определяемого из соотношения [246]

$$\frac{d\left(\frac{1}{R_{k.эф}}\right)}{dx} = \frac{1}{10\delta} \left(\frac{1}{R_k} - \frac{1}{R_{k.эф}} \right). \quad (1.44)$$

Здесь R_k — геометрический радиус кривизны стенки. Для небольших расстояний x от начала криволинейного участка приближенно

$$\frac{1}{R_{k.эф}} = \frac{1}{R_k} \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{10\delta}\right) \right].$$

На рис. 1.4 начало криволинейного канала соответствует числу $Re_x \approx 2 \cdot 10^6$. Хорошее совпадение теоретических и экспериментальных данных подтверждает справедливость гипотез, положенных в основу модели переноса.

Разработанный метод учета влияния массовых сил на турбулентный перенос используется в дальнейшем при анализе широкого класса закрученных течений.

1.2. Тепломассообмен и трение в пограничном слое закрученного потока

К настоящему времени разработаны различные методы расчета трения и тепломассопереноса в осесимметричных каналах при наличии закрутки. Детальное сопоставление результатов теории и эксперимента свидетельствует о значительном их расхождении.

Трудности обобщения экспериментальных данных и создания надежной методики расчета обусловлены прежде всего большим разнообразием типов закрученных потоков, сформированных завихрителями различных типов (локальный завихритель на входе в трубу, шнек, спиральная лента или проволока и т.п.). Подробную классификацию этих течений можно найти в [176, 177].

Теоретическому и экспериментальному изучению закрученных течений в трубах посвящено большое количество работ, например [59, 114, 131, 177, 218, 240 и др.]. Общим результатом этих исследований является вывод об интенсифицирующем воздействии закрутки на трение и тепломассопередачу.

Сейчас нет сложившегося мнения о причинах, вызывающих интенсификацию процессов переноса в потоках с закруткой. Так, в ряде работ [59, 113, 114, 131, 165] увеличение тепломассообмена и трения объясняется только "геометрическими" факторами, т.е. возрастанием полной скорости на внешней границе пограничного слоя. В то же время по данным работ [174, 177, 188, 241] и как указывалось выше, влияние массовых сил, вызванных кривизной линий тока, может быть значительным. Однако установлено, что в закрученных потоках проявляются оба эти фактора, соответственно и анализ необходимо проводить с учетом как пространственной структуры закрученного потока, так и влияния центробежных эффектов на турбулентность.

1.2. Тепломассообмен и трение в пограничном слое

Воздействие поля массовых сил при закрутке потока в трубах аналогично по природе их воздействию при обтекании вогнутой поверхности с радиусом R_k , равным радиусу кривизны линии тока в окрестности стенки трубы. Вследствие этого результаты исследований динамики и тепломассообмена в каналах могут быть использованы и для учета массовых сил в закрученных потоках.

Большое значение для инженерной практики имеет метод обобщения опытных данных в зависимости от входных геометрических и расходных условий конкретно исследуемых устройств с использованием интегральных параметров закрученного потока [176, 177], в частности параметра Хигера - Бэра [162]

$$\Omega = \frac{M}{RG} = \frac{\frac{2\pi \int_0^R \rho \omega x v_\varphi r^2 dr}{R}}{2\pi R \int_0^R \rho \omega^2 x^2 dr}, \quad (1.45)$$

где M - поток момента количества движения; G - поток количества движения.

Наряду с изучением тепломассообмена и трения в конкретных вращающихся потоках важно выявить достаточно общие закономерности, а также обобщить экспериментальные данные с использованием параметров, однозначно характеризующих локальную гидродинамическую структуру вращающегося потока.

В [59, 114] и некоторых последующих работах этого направления для расчета турбулентного тепломассообмена и трения используется так называемый принцип спрямления линий тока и эквивалентной скорости. Он основан на перенесении зависимостей для коэффициентов обмена в плоском пограничном слое на закрученное течение, если последнее рассматривать вдоль винтовой линии тока с соответствующими параметрами на внешней границе пограничного слоя. Однако этот метод исследователями трактуется различным образом, что привело к отличию конечных расчетных формул.

Ниже будет дано решение задачи о трении и тепломассообмене в закрученном потоке с учетом изменения пространственной структуры течения и воздействия центробежных сил на турбулентные характеристики.

Турбулентный тепломассоперенос и трение в закрученном потоке без учета воздействия массовых сил на турбулентность. Запишем уравнения движения и энергии пограничного слоя в цилиндрической системе координат для несжимаемого потока

$$\rho \left(u_r \frac{\partial (rv_\varphi)}{\partial r} + w_x \frac{\partial (rv_\varphi)}{\partial x} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial (rv_\varphi)}{\partial \varphi} \right) = - \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \frac{\partial (r^2 \tau_{r\varphi})}{r \partial r}; \quad (1.46)$$

$$\rho \left(u_r \frac{\partial w_x}{\partial r} + w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial w_x}{\partial \varphi} \right) = - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial (r \tau_{rx})}{r \partial r}; \quad (1.47)$$

$$\frac{\partial (\rho r u_r)}{\partial r} - \frac{\partial (\rho r w_x)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (\rho r v_\varphi)}{\partial \varphi} = 0; \quad (1.48)$$

$$\rho c_p \left(u_r \frac{\partial T}{\partial r} + w_x \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{v_\varphi}{r} \frac{\partial T}{\partial \varphi} \right) = \frac{\partial (r q_r)}{r \partial r}. \quad (1.49)$$

Компоненты касательных напряжений и тепловой поток в цилиндрической системе координат определяются по формулам:

$$\tau_{r\varphi} = -\rho \overline{v'_\varphi u'_r} - \mu r \frac{\partial (v_\varphi/r)}{\partial r}; \quad (1.50)$$

$$\tau_{rx} = -\rho \overline{u'_r v'_\varphi} + \mu \frac{\partial w_x}{\partial r}; \quad (1.51)$$

$$q_r = -\rho c_p \overline{u'_r T'} + \lambda \frac{\partial T}{\partial r}. \quad (1.52)$$

Получим интегральные соотношения для продольной компоненты импульса и энергии закрученного потока. При безградиентном ($\partial w_{x0}/\partial x = 0$) осесимметричном течении на непроницаемой поверхности интегральные соотношения для тонкого пограничного слоя $\delta/R \ll 1$ имеют вид [50]:

$$\frac{dRe_x^{**}}{d\bar{x}} = \psi \frac{c_{fx0}}{2} Re_D; \quad (1.53)$$

$$\frac{dRe_T^{**}}{d\bar{x}} + \frac{Re_T^{**}}{\Delta T} \frac{d(\Delta T)}{d\bar{x}} = \psi_T St_0 Re_D. \quad (1.54)$$

Здесь $Re_x^{**} = \rho_0 w_{x0} \delta_x^{**} / \mu_0$; $Re_T^{**} = \rho_0 w_{x0} \delta_T^{**} / \mu_0$ - числа Рейнольдса, построенные по толщине потери импульса в продольном направлении и энергии соответственно

$$\delta_x^{**} = \int_{R-\delta}^R \frac{\rho w_x}{\rho_0 w_{x0}} \left(1 - \frac{w_x}{w_{x0}}\right) \frac{r}{R} dr; \quad \delta_T^{**} = \int_{R-\delta}^R \frac{\rho w_x}{\rho_0 w_{x0}} \left(1 - \frac{T_{CT}-T}{T_{CT}-T_0}\right) \frac{r}{R} dr, \quad (1.55)$$

$\bar{x} = x/D$; $Re_D = D\rho_0 w_{x0}/\nu$; $\Delta T = T_{CT} - T_0$; R - радиус канала, δ , w_{x0} - толщина пограничного слоя и продольная скорость на его внешней границе; $St_0 = q_{CT}/(\rho_0 w_{x0} c_p \Delta T)$ число Стентона в стандартных условиях.

Интегральные соотношения импульсов и энергии (1.53) и (1.54) имеют такой же вид, как и для незакрученного течения [99], а вклад закрутки потока в характеристики процессов переноса проявляется через относительные коэффициенты трения $\Psi = (c_f/c_{f0})_{Re^{**}}$ и теплообмена $\Psi_T = (St/St_0)_{Re^{**}}$. Здесь $c_f/2$ и St - коэффициенты трения и теплообмена в закрученном потоке, а $c_{f0}/2$ и St_0 - аналогичные параметры при отсутствии закрутки.

Для решения интегральных соотношений (1.53)-(1.54) необходимо получить законы трения и теплообмена в закрученном потоке. Для этого воспользуемся гипотезой Прандтля для турбулентного пространственного пограничного слоя, на основании которой связь между касательными напряжениями и осредненными параметрами течения записывается в виде

$$\tau_\Sigma = \rho l^2 (du_\Sigma/dr)^2. \quad (1.56)$$

Здесь $\tau_\Sigma = \sqrt{\tau_{rx}^2 + \tau_{r\varphi}^2}$, $u_\Sigma = \sqrt{w_x^2 + v_\varphi^2}$ - полные касательные напряжения и скорость. Используя условие постоянства угла закрутки потока по толщине пограничного слоя $\varphi = \varphi_0 = \arctg(v_{\varphi 0}/u_{x0})$ [175], получим следующее выражение для продольной компоненты касательного напряжения:

$$\tau_{rx} = \tau_\Sigma \cos \varphi_0 = \rho l^2 \left(\frac{\partial w_x}{\partial r}\right)^2 \frac{1}{\cos \varphi_0}. \quad (1.57)$$

Для турбулентного теплового потока может быть получено аналогичное по структуре выражение

$$q = c_p \rho l l_T \frac{\partial u_\Sigma}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r} = c_p \rho l l_T \frac{\partial w_x}{\partial r} \frac{\partial T}{\partial r} \frac{1}{\cos \varphi_0}. \quad (1.58)$$

Согласно асимптотической теории турбулентного пограничного слоя [99] предельный относительный закон трения из (1.57) можно получить в виде

$$\Psi = \left(\frac{c_f}{c_{f0}} \right)_{Re^{**}} = \left(\frac{1}{\cos \varphi_0} \right) \left[\int_0^1 \sqrt{\frac{\rho \tilde{\tau}_0}{\rho_0 \tilde{\tau}}} \frac{l}{l_0} d\omega_x \right]^2. \quad (1.59)$$

В общем случае выражение (1.59) отражает влияние на коэффициент трения пространственности течения, неизотермичности и кривизны линий тока, которая учитывается отношением длин пути смещения для закрученного и незакрученного течений l/l_0 . Используем данные работы [161], согласно которым распределение относительных касательных напряжений в окрестности стенки при закрутке такое же, как и в случае течения на пластине $\tilde{\tau}/\tilde{\tau}_0 \approx 1$. Тогда без учета влияния кривизны линий тока на интенсивность турбулентного обмена ($l \approx l_0$) для квазиизотермических условий ($\rho/\rho_0 \approx 1$) из (1.59) получаем выражение для интенсификации теплообмена только за счет изменения геометрии течения

$$\Psi_\varphi = \left(\frac{c_f}{c_{f0}} \right)_{Re_\Sigma^{**}} = \left(\frac{St}{St_0} \right)_{Re_\Sigma^{**}} = \frac{1}{\cos \varphi_0}. \quad (1.60)$$

Сопоставление коэффициентов обмена в рассматриваемом закрученном потоке и в канале без закрутки в (1.60) проводится при числе Рейнольдса, рассчитанном по полной скорости на внешней границе пограничного слоя $Re_\Sigma^{**} = \rho_0 u_{\Sigma 0} \delta_\Sigma^{**} / \mu$.

Величина $\delta_\Sigma^{**} = \int_{R-\delta}^R \frac{\rho u_\Sigma}{\rho_0 u_{\Sigma 0}} \left(1 - \frac{u_\Sigma}{u_{\Sigma 0}} \right) \frac{r dr}{R}$ есть толщина потери

импульса в направлении вектора скорости; при подобии профилей скорости в пограничном слое $w_x/w_{x0} = v_\varphi/v_{\varphi 0} = u_\Sigma/u_{\Sigma 0}$ ее значение равно толщине потери импульса в продольном направлении $\delta_\Sigma^{**} = \delta_x^{**}$. Тогда, используя закон трения в стандартных условиях [99] $c_{f0}/2 = B/2 Re_\Sigma^{*-m}$, из (1.60) получим выражения для коэффициента трения в продольном направлении

$$\frac{c_f}{2} = \frac{B}{2} Re_\Sigma^{*-m} \frac{1}{\cos \varphi_0} = \frac{B}{2} \left(\frac{\rho w_{x0} \delta_x^{**}}{\mu} \right)^{-m} (\cos \varphi_0)^{m-1} \quad (1.61)$$

и коэффициента теплообмена

$$St = \frac{B}{2} \left(\frac{\rho w_{x0} \delta_x^{**}}{\mu} \right)^{-m} Pr^{m-1} (\cos \varphi_0)^{m-1}. \quad (1.62)$$

1.2. Тепломассообмен и трение в пограничном слое

При $Re^{**} < 10^4$ $B/2 = 0,0128$, $m = 0,25$.

Совместное решение (1.61), (1.62) с интегральными соотношениями (1.53), (1.54) позволяет найти распределение параметров по длине канала в предположении, что турбулентный пограничный слой нарастает с входного сечения ($x=0$, $\delta_x^{**} = \delta_T^{**} = 0$):

для трения

$$\begin{aligned}\delta_x^{**} &= 0,036 Re_x^{-0,2} x (\cos \varphi_0)^{-0,6}; \\ \frac{c_f}{2} &= 0,029 Re_x^{-0,2} (\cos \varphi_0)^{-0,6};\end{aligned}\tag{1.63}$$

$$Re_x = \rho_0 \omega_{x0} x / \mu_0;$$

для теплообмена ($q = \text{const}$)

$$\begin{aligned}\delta_T^{**} &= 0,036 Re_x^{-0,2} x Pr^{-0,6} (\cos \varphi_0)^{-0,6}; \\ St &= 0,0306 Re_x^{-0,2} Pr^{-0,6} (\cos \varphi_0)^{-0,6}.\end{aligned}\tag{1.64}$$

При $\varphi_0 \rightarrow 0$ эти уравнения переходят в известные соотношения для незакрученного течения [99].

Таким образом, отношение коэффициентов тепломассопередачи на стенке и трения в осевом направлении закрученного потока к этим же параметрам в незакрученном течении равно $(\cos \varphi_0)^{-0,6}$ при одном и том же расстоянии от входа и одинаковой продольной составляющей скорости на внешней границе пограничного слоя, если не учитывается при этом дополнительное воздействие массовых сил на турбулентный перенос.

Остановимся несколько подробнее на анализе принципа спрямления линий тока. Интегральные соотношения импульсов и энергии в ортогональной системе координат, связанной с линией тока на поверхности тонкого пограничного слоя ($\delta/R \ll 1$), при безградиентном течении можно представить в виде [50]

$$\frac{d\delta_{\Sigma}^{**}}{dL} = \frac{c_{f\Sigma}}{2}; \quad \frac{d(\delta_{T\Sigma}^{**} \Delta T)}{\Delta T dL} = St_L,\tag{1.65}$$

$$\text{где } dL = dx / \cos \varphi_0; \quad \delta_{\Sigma}^{**} = \int_0^{\delta} \frac{\rho u_{\Sigma}}{\rho_0 u_{\Sigma 0}} \left(1 - \frac{u_{\Sigma}}{u_{\Sigma 0}}\right) dy;$$

$$\delta_{\tau\Sigma}^{**} = \int_0^{\delta_{\tau\Sigma}} \frac{\rho u_{\Sigma}}{\rho_0 u_{\Sigma 0}} \left(1 - \frac{T - T_{\text{ст}}}{T_0 - T_{\text{ст}}} \right) dy, \quad \text{а коэффициенты трения и}$$

теплообмена соответственно равны

$$\frac{c_{f\Sigma}}{2} = \frac{\tau_{\Sigma}}{\rho_0 u_{\Sigma 0}^2}; \quad St_{\Sigma} = \frac{q_{\text{ст}}}{\rho_0 u_{\Sigma 0} c_p \Delta T}.$$

Как видно, интегральные соотношения (1.65) подобны соответствующим уравнениям при течении без закрутки [99]. Следовательно, решения этих уравнений будут также подобны, если критерии, входящие в них, определять по полной скорости и длине линии тока

$$\frac{c_{f\Sigma}}{2} = \frac{B}{2} Re_{\Sigma}^{*-m}; \quad St = \frac{B}{2} Re_{\tau\Sigma}^{*-m} Pr^{m-1}. \quad (1.66)$$

Если соотношения (1.66) преобразовать, используя в качестве масштабов продольную составляющую скорости w_{x0} и координату x , то они переходят в выражения (1.61), (1.64). Это означает, что метод спрямления линий тока дает результаты, аналогичные полученным с использованием гипотезы пространственного пограничного слоя.

Необходимо подчеркнуть, что приведенный выше анализ корректен для достаточно тонких пограничных слоев, а при произвольном значении δ/R полученные формулы являются приближенными.

О соотношении вкладов пространственности течения и центробежных сил в интенсификацию процессов переноса закрученного потока. Для определения относительного коэффициента трения и тепломассообмена, обусловленного воздействием массовых сил на турбулентность при вращательно-поступательном движении газа запишем число Ричардсона для закрученного потока [26]

$$Ri = \left(\frac{2\Gamma}{r^3} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} \frac{\Gamma^2}{r^3} \right) \left[\left| \frac{\partial w_x}{\partial r} \right|^2 + \left| \frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \right|^2 \right]^{-1}, \quad (1.67)$$

которое отличается от числа Ri для течения в криволинейном канале (1.9) учетом сдвига по осевой компоненте скорости. При условии постоянства угла закрутки по толщине слоя и подобии циркуляций и продольных скоростей

$$Ri = \frac{\delta}{R} \sin^2 \varphi_0 \left(2\omega \frac{\partial \omega}{\partial \xi} + \frac{1}{\tilde{\rho}} \frac{\partial \tilde{\rho}}{\partial \xi} \omega^2 \right) \left(\frac{\partial \omega}{\partial \xi} \right)^{-2}. \quad (1.68)$$

Эта зависимость отличается от формулы (1.28) только наличием множителя $\sin^2 \varphi_0$ и может быть получена из нее в предположении, что радиус кривизны линии тока связан с радиусом трубы и углом закрутки соотношением $R_k = R / \sin^2 \varphi_0$. Соответственно, выражения для течения в криволинейном канале (1.29)–(1.35) могут быть использованы с учетом (1.68) и для расчета закрученных потоков. В итоге относительный коэффициент тепломассообмена и трения, учитывающий воздействие закрутки, массовых сил и неизотермичности, будет иметь вид:

а) для вогнутой стенки

$$\Psi_{Re^{**}} = \Psi_\varphi \Psi_k \Psi_T = \frac{\Psi_T}{(\cos \varphi_0)^{0,75}} \left\{ 1 + 1,8 \cdot 10^3 \frac{\sin^2 \varphi_0 \delta^{**}}{R} \left[1 - \frac{\psi - 1}{2(\psi_{n+1})} \right] \right\}^{0,162}; \quad (1.69)$$

б) для выпуклой стенки

$$\Psi_{Re^{**}} = \frac{\Psi_T}{(\cos \varphi_0)^{0,75}} \left\{ 1 + 2,2 \cdot 10^3 \frac{\delta^{**} \sin^2 \varphi_0}{R} \left[1 - \frac{\psi - 1}{2(\psi_{n+1})} \right] \right\}^{-0,115}. \quad (1.70)$$

Согласно [99], $\Psi_T = 4(\sqrt{\psi} + 1)^{-2}$.

Таким образом, соотношения (1.61)–(1.64), (1.69), (1.70) представляют собой замкнутую систему уравнений, позволяющих достаточно просто, используя методы итераций, рассчитать трение и теплообмен при закрутке газа в начальном участке трубы.

Проведем анализ полученных результатов и сопоставим их с экспериментальными данными. Интересным и практически важным является вопрос о вкладе в суммарное значение коэффициента теплоотдачи воздействия массовых сил и геометрических факторов в закрученном потоке в отдельности (рис. 1.5). Как видно, при значительных углах закрутки $\varphi_0 = 60^\circ$ в изотермических условиях при $Pr = 1$ (кривая 1 рис. 5, а), интенсификация за счет массовых сил сравнима с интенсификацией за счет

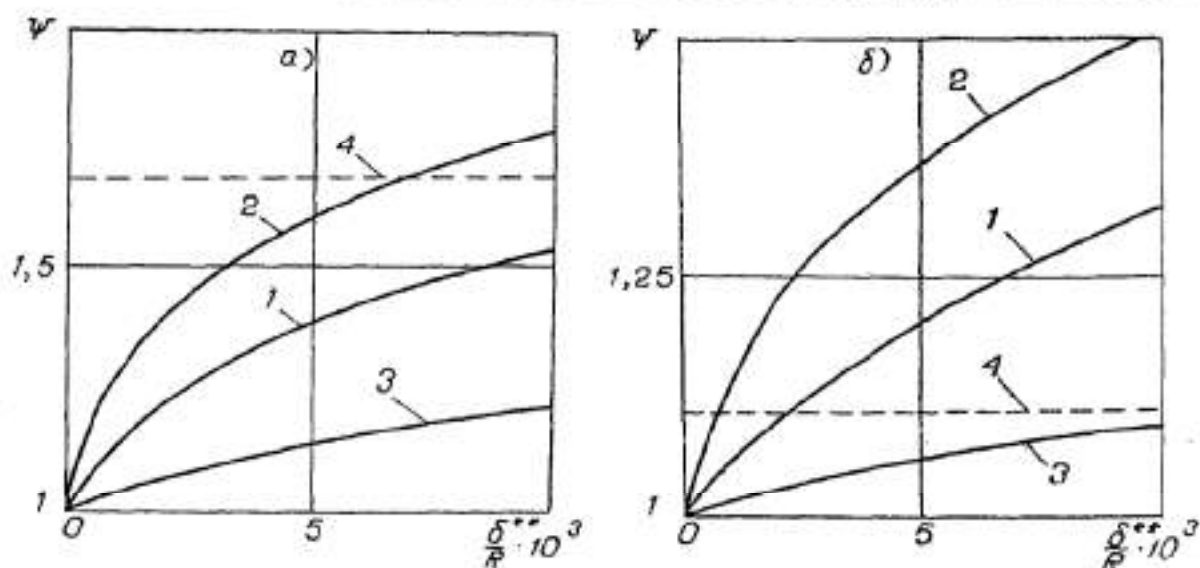


Рис. 1.5. Относительные функции трения при угле закрутки $\varphi = 60^\circ$ (а) и 30° (б). 1 - $\psi=1$, $Pr=1$; 2 - $\psi=7$, $Pr=1$; 3 - $\psi=1$, $Pr=2,6$; 4 - $\psi_s = (\cos \varphi_0)^{-0,75}$

пространственности течения (линия 4) только при больших значениях $\delta^{**}/R > 0,01$. При неизотермических условиях ($\psi=7$) влияние этих факторов одинаково, а для $Pr=2,6$ и $\psi=1$ вклад массовых сил в интенсификацию не превышает 20 %.

При малых углах закрутки на стенке (рис. 1.5, б) влияние массовых сил на процессы переноса может быть определяющим. С этим обстоятельством необходимо считаться при обработке и обобщении опытных данных и особенно при анализе стабилизированного участка течения с закруткой, где значение δ^{**}/R может быть значительным.

Данные рис. 1.5 получены для течения внутри трубы. Очевидно, что при внешнем обтекании цилиндра вращающимся потоком соотношения между ψ_ϕ и ψ_K будут иными. Интересно отметить, что в этом случае могут реализоваться режимы, когда интенсификация теплообмена за счет пространственной геометрии течения компенсируется процессом подавления турбулентности в поле массовых сил. Процессы подавления могут превалировать, тогда теплоотдача и трение при закрутке потока будут снижаться.

Проведено сопоставление экспериментальных и расчетных данных различных авторов по теплообмену и трению полностью закрученного потока в трубе (рис. 1.6). Расчетные зависимости и экспериментальные данные по трению приведены к про-

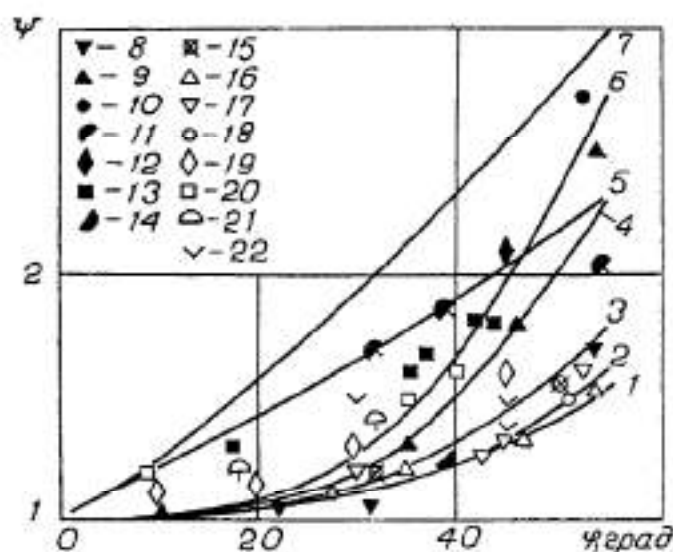


Рис. 1.6. Сравнение различных методов расчета тепломассообмена и трения в закрученных потоках с экспериментальными данными. Обозначения см. в табл. 1.1

дольной компоненте касательного напряжения. Данные обработаны в виде зависимости от угла закрутки относительного коэффициента тепломассообмена и трения $\Psi = (c_f/c_{f0})_{Re^{**}} = (St/St_0)_{Re^{**}}$ при одинаковых числах $Re^{**} = \rho u_\infty \delta^{**}/\mu$ для закрученного и незакрученного течений. Отметим, что для стабилизированного участка течения в трубе относительные коэффициенты трения при $Re^{**} = idem$ и $Re_R = idem$ совпадают между собой и поэтому данные обрабатывались с использованием последнего условия.

Линия 1 - расчет по формулам (1.61), (1.62), описывающим интенсификацию трения и теплообмена при отсутствии влияния центробежных сил на турбулентный перенос; линия 7 отражает совместное воздействие на процессы переноса увеличения вектора скорости и массовых сил в закрученном потоке. Расчет проводился при максимально возможном влиянии массовых сил на турбулентный перенос ($\delta/R=1$).

Как видно из рис. 1.6, ни одна из существующих теорий не описывает в полной мере эксперимент. Все опытные данные лежат в интервале между линиями минимального (1) и максимального (7) воздействия центробежных сил. Разброс экспериментальных данных дает основание полагать, что угол за-

Таблица 1.1

Линии и точки на рис. 1.6	Источник	Рассчитываемые или измеряемые параметры	Расчетная формула или условия эксперимента
1	данная работа	Трение и теплообмен без учета массовых сил	$\Psi = (\cos \varphi_0)^{-0,75}$
2	[59]	Тепломассообмен	$\Psi = (\cos \varphi_0)^{-0,8}$
3	[177]	Трение и тепломассообмен	$\Psi = (\cos \varphi_0)^{-1}$
4	[113]	Теплообмен	$\Psi = (\cos \varphi_0)^{-1,5} f(x)$
5	[165]	Теплообмен	$\Psi = 1 + (\tan \varphi_0)^{-1,75}$
6	[59]	Трение	$\Psi = (\cos \varphi_0)^{-1,75}$
7	данная работа	Трение и теплообмен с учетом массовых сил	$\Psi = (\cos \varphi_0)^{-0,75} \left[1 + 1,8 \cdot 10^3 \times \right.$ $\times \frac{\delta^{**} \sin^2 \varphi_0}{R_0} \left[1 + \frac{\psi - 1}{2(\psi + 1)} \right] \left. \right]^{0,1}$
8	[69]	Трение	Скрученная проволока или лента
9	[114]	То же	Лопаточные завихрители
10	[76]	—	Спиральная вставка
11	[197]	—	Ленточный завихритель
12	[75]	—	Скрученная лента или шнек
13	[131]	—	Ленточный завихритель
14	[78]	—	То же
15	[69]	Теплообмен	—
16	[114]	То же	Лопаточный завихритель
17	[197]	—	Ленточный завихритель
18	[2]	Массообмен	Тангенциальный ввод
19	[75]	Теплообмен	Скрученная лента или шнек
20	[131]	То же	Ленточный завихритель
21	[76]	—	Ленточный завихритель
22	[177]	—	Лопаточный завихритель

1.3. Тепломассообмен в начальном участке трубы

крутки не отражает однозначно интенсификацию трения и теплообмена.

Интенсивность тепломассообмена и трения в закрученном потоке, как это было показано выше, определяются углом закрутки на стенке, толщиной пограничного слоя и скоростью на его внешней границе. В общем случае, вследствие различных условий входа, а также специфических особенностей формирования закрученного потока различными способами (шнеком, скрученной лентой и т.п.) толщина пограничного слоя на стабилизированном участке не равна радиусу канала, как это имеет место в незакрученном потоке. Следовательно, диаметр канала и среднерасходная скорость в нем не являются определяющими величинами в расчетах процессов переноса в закрученных потоках. В имеющихся в литературе сопоставлениях [59, 165, 177] все факторы в полной мере не учитывались, а отмеченное в работах соответствие между теорией и экспериментом объясняется, вероятно, взаимным влиянием этих параметров на суммарный коэффициент трения и тепломассоотдачи.

Отсутствие подробных данных по аэродинамике закрученных потоков, а именно, о распределении по длине канала угла закрутки, толщине пограничного слоя и продольной скорости на его границе, не позволило осуществить детальное сравнение результатов экспериментов различных исследователей с расчетом. Поэтому с целью выяснения достоверности полученных расчетных соотношений были проведены две серии экспериментов по изучению массообмена в начальном участке трубы при закрутке потока в изотермических и неизотермических условиях.

1.3. Тепломассообмен в начальном участке трубы полностью закрученного потока

Изотермические условия (при сублимации нафталина).

Две проведенные серии экспериментов (при сублимации нафталина и выгорании графита) по исследованию влияния вращения потока на массоотдачу отличались лишь значением температурного фактора ($\psi \approx 1$ и 7 соответственно) и числа Шмидта ($Sc \approx 2,6$ и $0,7$); остальные характеристики – геометрические, расходные, типы завихрителей – были одинаковы.

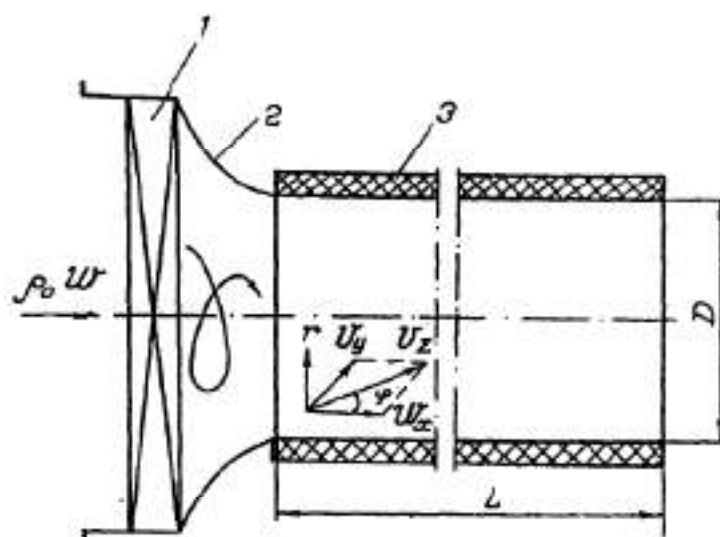


Рис. 1.7. Схема рабочего участка: 1 - завихритель; 2 - сужающее сопло; 3 - рабочий канал (нафталин, графит)

Рабочий канал опытного участка (рис. 1.7) представлял собой полый цилиндр с внутренним диаметром 41 и длиной 300 мм. Закрутка потока осуществлялась лопаточными завихрителями, расположенными перед входом в канал. В табл. 1.2

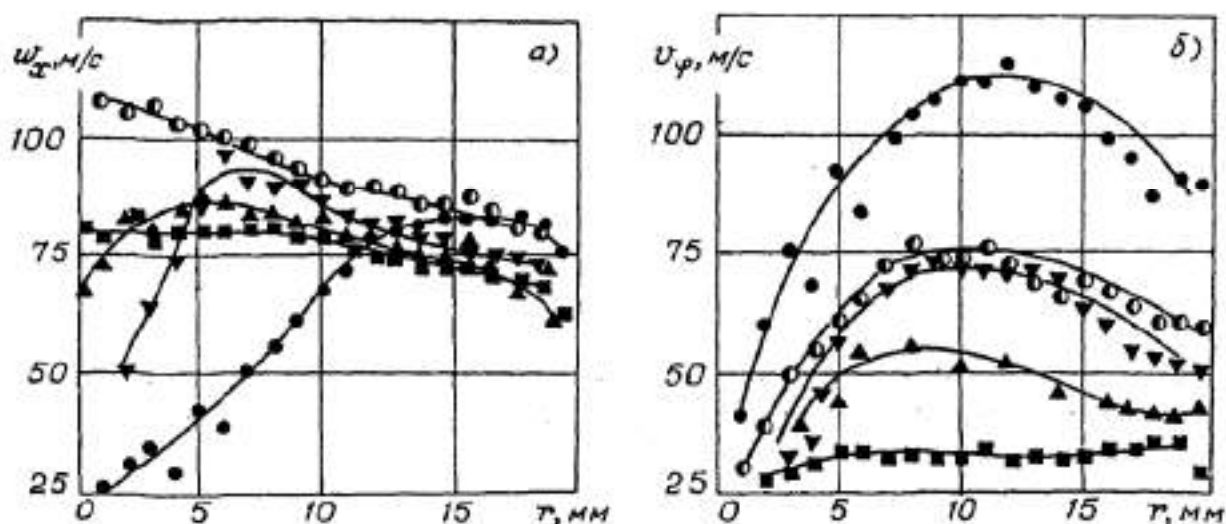


Рис. 1.8. Распределение компонент скорости в закрученном потоке, $x/D=3,7$: а - продольная компонента w_x ; б - окружная компонента v_ϕ . Обозначения см. в табл. 1.2

1.3. Тепломассообмен в начальном участке трубы

и на рис. 1.8 приведены характеристики завихрителей, некоторые параметры закрученного потока и результаты измерений окружной и продольной компонент скорости. В опытах использован цилиндрический зонд диаметром 1,15 мм с приемным отверстием диаметром 0,23 мм. Конструкция зонда и методика измерений сходны с описанными в работе [132]. Как следует из представленных результатов, характер изменения осевых и тангенциальных скоростей по радиусу существенно отличается для разных типов завихрителей. Такое разнообразие профилей скорости позволяет считать полученные данные по массообмену в полностью закрученных потоках достаточно общими. Измерения показали, что профили скоростей практически не деформировались по длине канала, поэтому угол закрутки на стенке можно считать величиной постоянной. Профили скоростей на рис. 1.8 были использованы в дальнейшем при определении коэффициентов массоотдачи, чисел Рейнольдса и обобщении результатов экспериментов.

Таблица 1.2

Точки на рис. 1.8	Количество лопаток	Угол наклона лопаток	Угол закрутки	$w_{x0}/\bar{w}_0$	Ω - расчет по уравнению (1.45)
●	6	69°	45°	1,17	0,90
▼	12	48°	32°	1,05	0,49
■	16	56°	38°	1	0,28
○	6	48°	36°	1	0,46
▲	8	62°	38,5°	1	0,34

При сублимации нафталина массовый поток находили из измерений толщины унесенного слоя. Рабочий канал отливался с помощью специальной формы и имел гидродинамически гладкую поверхность. Сразу же после проведения опыта канал разрезали на секции высотой 20 мм и с помощью компаратора измеряли толщину унесенного слоя δ ; локальное значение поперечного потока вещества на стенке определяли по формуле

$$\dot{j} = \rho_H \delta / \Delta \tau, \quad (1.71)$$

где ρ_H - плотность материала; $\Delta \tau$ - время эксперимента. Диффузионное число Стентона определялось как

$$St_D = \dot{j}_{ст} / \rho_0 w_{x0} (K_{ст} - K_0), \quad (1.72)$$

Гл. 1. ПОГРАНСЛОЙ В КРИВОЛИНЕЙНЫХ И ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКАХ

где $K_{\text{ст}}$ и K_0 — концентрации паров нафталина на стенке и в основном потоке. Для начального участка трубы $K_0 \approx 0$. Концентрация паров нафталина на стенке, учитывая, что их парциальное давление мало, определяется как

$$K_{\text{ст}} \approx \frac{1}{\rho} \frac{p^*}{R_0 T}, \quad (1.73)$$

где R_0 — удельная газовая постоянная; p^* — давление насыщенных паров нафталина, которое в зависимости от температуры стенки определялось по данным [136], при этом температура стенки, как показали измерения, практически совпадала с температурой ядра потока.

Из решения интегрального соотношения диффузионного пограничного слоя (подобно уравнению (1.54)) можно получить экспериментальное значение числа Рейнольдса, построенного по толщине потери массы:

$$\text{Re}_D^{**} = \frac{\rho_0 w x_0 \delta_D^{**}}{\mu} = \frac{1}{\mu K_{\text{ст}}} \int_0^x j_{\text{ст}} dx. \quad (1.74)$$

На рис. 1.9, а приведены результаты экспериментов по сублимации нафталина, обработанные в форме $\text{St}_D = f(\text{Re}_D^{**})$. Данные опытов, полученные для незакрученного течения, совпадают с зависимостью

$$\text{St}_{D_0} = 0,00142 \text{Re}_x^{-0,09}, \quad (1.75)$$

которая хорошо обобщает эксперименты по сублимации нафталина [192] и для удобства принята за "стандартную". С помощью интегрального соотношения диффузии выражение (1.75) приводилось к виду

$$\text{St}_{D_0} = 0,00242 \text{Re}_D^{*-0,099}. \quad (1.76)$$

Данные опытов показывают, что закрутка потока интенсифицирует массообмен; так, при $\varphi_0 = 45^\circ$ коэффициент массообмена выше "стандартного" примерно в 1,8 раза.

Все экспериментальные данные по сублимации нафталинового канала в закрученном потоке на рис. 1.9, б обработаны с учетом влияния на массообмен только геометрических факторов. В этом случае опытные точки сближаются, а эффекты, связанные с кривизной линий тока, составляют 20÷30 %.

1.3. Тепломассообмен в начальном участке трубы

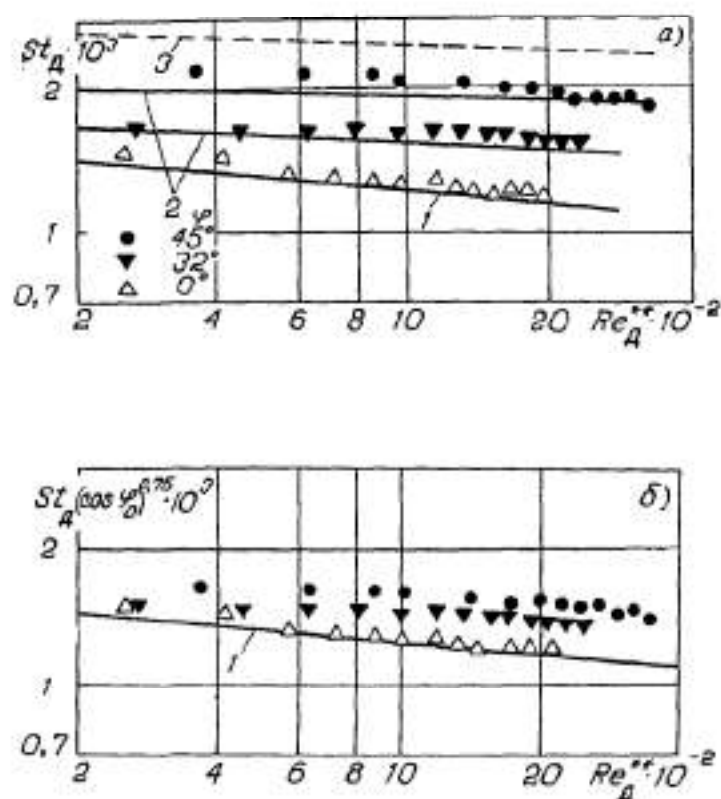


Рис. 1.9. Массообмен при сублимации нафталина в полностью закрученном потоке (а) и обработка данных с учетом угла закрутки (б): 1 – расчет по формуле (1.76); 2 – по (1.38) при $Sc=2,6$; 3 – по (1.32) при $Sc=1$, $\varphi_0=45^\circ$

Учет воздействия массовых сил на турбулентный массоперенос приводит к хорошей корреляции теории и эксперимента (линии 2 на рис. 1.9, а). Следует подчеркнуть, что расчет функции массообмена, обусловленной массовыми силами, без учета числа Sc дает заметно завышенные результаты (линия 3 на рис. 1.9, а).

Массообмен в неизотермических условиях. С увеличением фактора неизотермичности, как это было показано выше, следует ожидать более сильного влияния центробежных сил на процессы турбулентного тепломассообмена. Опытная проверка результатов теории интересна еще и тем, что ранее

подобные эксперименты не проводились. Исследование массообмена при наличии значительного температурного фактора проводилось на установке (см. рис. 1.7) с рабочим каналом, выполненным из графита В-1. С помощью ВЧ-индуктора он разогревался до температуры $T_{ст} \approx 2000$ К, температурный фактор составлял в среднем $\psi \approx 7$. Подробное описание методики проведения экспериментов дано в [44]. Результаты опытов обработаны в критериальном виде с использованием следующих зависимостей:

$$j_{ст} = \frac{\rho_{гр} \delta}{\Delta t}; \quad St_D = \frac{j_{ст}}{\rho_0 w_{x0} b_{1c}}; \quad (1.77)$$

$$Re_D^{**} = \frac{1+b_{1c}}{b_{1c}^2} \int_0^x j_{ст} dx,$$

где $b_{1c} = (3/4)(K_0)_0$ - параметр проницаемости; $(K_0)_0$ - концентрация кислорода в ядре потока.

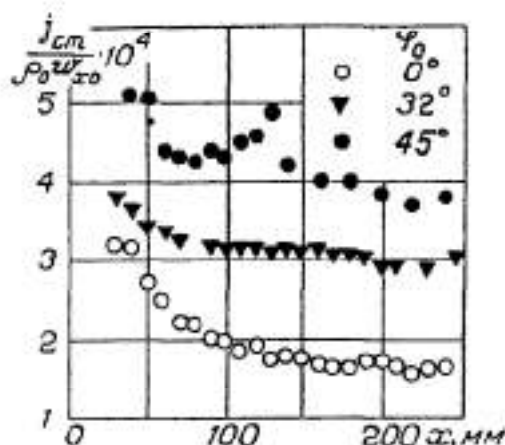


Рис. 1.10. Интенсивность выгорания графита в закрученном потоке

На рис. 1.10 показано изменение интенсивности выгорания графитовой стенки в потоке воздуха по длине канала. Эти опытные данные были обработаны затем в критериальном виде

(рис. 1.11). Результаты опытов по выгоранию графита в незакрученном потоке воздуха [33] достаточно хорошо соответствуют расчету по формуле

$$St_D = \psi_T St_0 = 0,0128 Re_D^{**-0,25} \times$$

$$\times Sc^{-0,75} \left(\frac{2}{\sqrt{\psi}+1} \right)^2 \left(\frac{\mu_{ст}}{\mu_0} \right)^{0,25}. \quad (1.78)$$

В зависимости от степени закрутки потока коэффициенты массообмена возрастают и существенно расходятся.

На следующем этапе экспериментальные данные по массообмену при выгорании были обобщены с помощью относительной функции, учитывающей влияние угла закрутки потока на массоперенос. Значение угла закрутки потока у стенки в опытах по

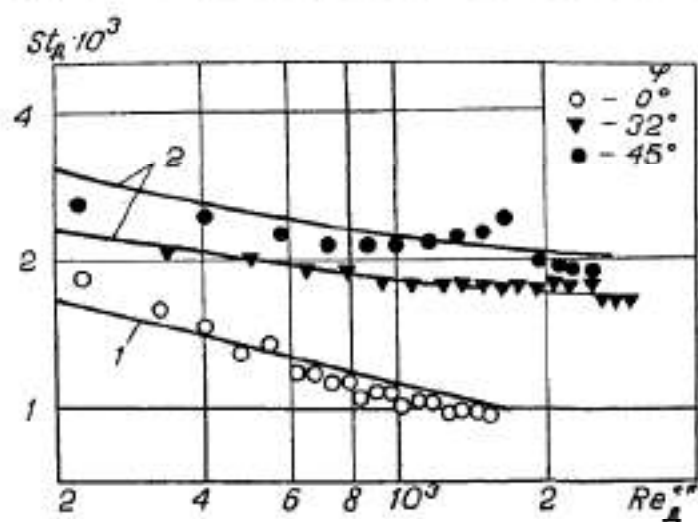


Рис. 1.11. Массообмен в закрученном потоке в условиях существенной неизотермичности. 1 - расчет по формуле (1.78); 2 - расчет с учетом влияния закрутки (1.69)

выгоранию определялось по следу на поверхности графитового канала, образуемому за тонкой струйкой инертного газа, вдуваемого через ряд отверстий $d_{отв} \leq 0,8$ мм. В случае $(\rho v)_{отв}/(\rho_0 w_0) > 1$ струя ведет себя подобно плохообтекаемому препятствию, и за ней образуется след с сильно завихренной зоной.

Учет изменения вектора скорости (рис. 1.12) группирует опытные данные для начала канала, где невелика толщина по-

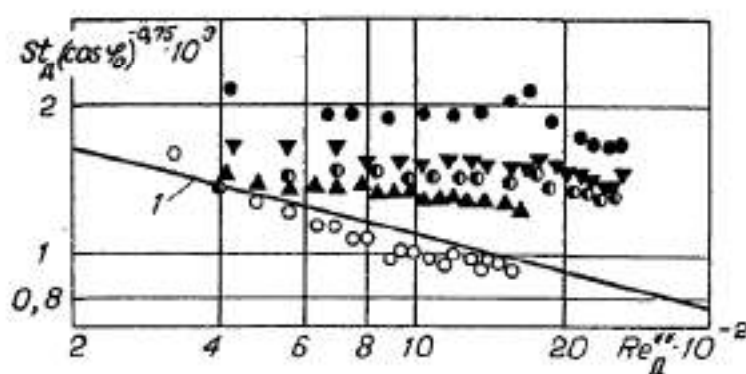


Рис. 1.12. Обработка данных по массообмену с учетом угла закрутки потока φ_0 : $\circ$ - 0° ; $\blacktriangle$ - 32° ; $\circ$ - 36° ; ∇ - 38° ; $\bullet$ - 45° ; 1 - расчет по формуле (1.78)

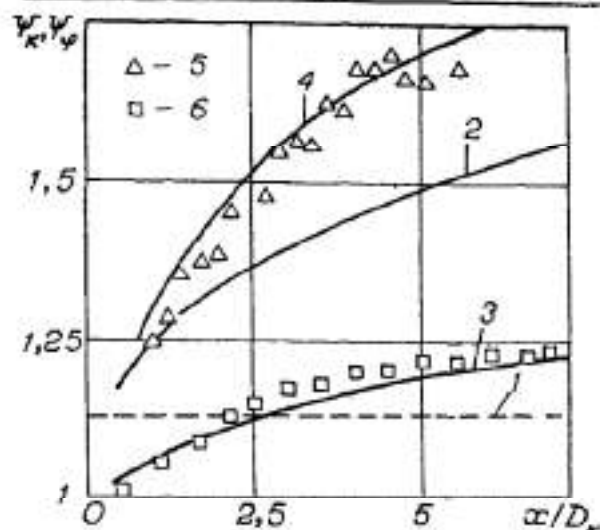


Рис. 1.13. Теплообмен в закрученном потоке, $\varphi_0 = 32^\circ$: 1 - $Y_\varphi = (\cos \varphi_0)^{-0,75}$; 2 - $\psi = 1$, $Sc = 1$; 3, 6 - $\psi = 1$, $Sc = 2,6$; 4, 5 - $\psi \approx 7$, $Sc = 1$

граничного слоя, однако с увеличением числа $Re_{\text{д}}^{**}$ опытные точки отклоняются от зависимости для незакрученного течения, что свидетельствует о влиянии кривизны линий тока на коэффициенты переноса, причем влияние массовых сил в этом случае ($\psi \gg 1$) значительно сильнее. Особенно наглядно это демонстрирует рис. 1.13, где приведены экспериментальные и расчетные данные по функциям теплообмена Y_k и Y_φ при угле закрутки $\varphi_0 = 32^\circ$ в изотермических и неизотермических условиях. Расчет Y_k проводился по формуле (1.23); экспериментальное значение параметра кривизны определялось по формуле

$$\frac{\delta^{**}}{R} \approx \frac{Re_{\text{д}}^{**} \mu}{\rho_0 w_{x0} R} Sc^{0,6}. \quad (1.79)$$

Линия 1 на рис. 1.13 отражает интенсификацию массообмена за счет увеличения вектора скорости при закрутке. Эта величина сравнима с интенсификацией теплообмена за счет массовых сил только для случая течения с числом $Sc = 2,6$; при Pr или $Sc \rightarrow 1$ и особенно в неизотермическом потоке воздействие массовых сил на суммарный коэффициент теплообмена может быть превалирующим, и это обстоятельство необходимо учитывать при анализе закрученных потоков.

Расчетные данные по коэффициенту массообмена, полученные с учетом массовых сил по разработанной методике, дают хорошее соответствие с экспериментом, как это следует из рис. 1.11 и 1.13. Таким образом, приведенный метод, учитывающий изменение вектора скорости в пограничном слое и влияние массовых сил на турбулентность, позволяет описать основные закономерности теплообмена и трения при полной закрутке потока на начальном участке трубы.

Г л а в а 2.

ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ЗАКРУТКЕ ПОТОКА

Периферийная закрутка потока находит широкое применение как эффективное средство для тепловой защиты стенок, стабилизации плазменных дуг и пламен [180,243]. Она может быть использована так же, как и полностью закрученный поток, для интенсификации тепломассопереноса к рабочим поверхностям в аппаратах химической технологии, энергетике и других областях техники, при этом сокращаются энергетические затраты на вращение.

Принципиальное различие частично и полностью закрученных потоков состоит в том, что при периферийной закрутке вдоль стенки развивается типичный струйный профиль циркуляции, в котором есть две характерные зоны — пристенная толщиной δ_m и внешняя толщиной b . В пристенной части ($y < \delta_m$, рис. 2.1), как и в полностью закрученных потоках, за счет взаимодействия со стенкой имеет место уменьшение циркуляции ($d\Gamma/dr < 0$), что согласно критерию устойчивости Рэлея [231] приводит к интенсификации тепломассопереноса. В струйной части пограничного слоя ($\delta_m < y < \delta$) циркуляция с увеличением радиуса возрастает $d\Gamma/dr > 0$, и в этой зоне наблюдается подавление турбулентного обмена центробежными силами, что может снизить тепловые потоки от ядра течения к стенке [141]. Представленное распределение циркуляций соответствует течению внутри канала. Очевидно, что при внешнем обтекании цилиндра картина будет обратной. Эти два случая будут подробно рассмотрены при обсуждении разработанных методов расчета пристенных закрученных струй.

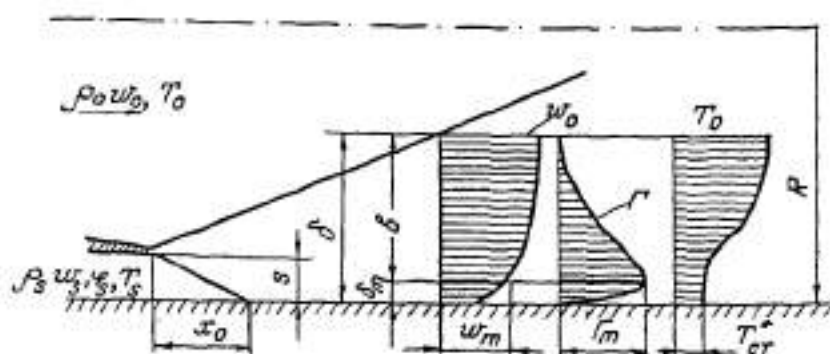


Рис. 2.1. Схема течения в закрученной газовой завесе

Итак, тепловой поток в каналах с периферийной закруткой определяется, в основном, двумя факторами - интенсификацией теплообмена в пристенной части пограничного слоя и подавлением в его внешней части. Соответственно, в зависимости от конкретных условий вращение периферийного потока может привести как к увеличению, так и к уменьшению турбулентного теплообмена на стенке.

К настоящему времени проблема смешения закрученных струй изучена слабо. Имеющиеся экспериментальные работы в этой области [62, 108, 141, 144, 170] не отражают полностью картину процесса; отсутствуют данные по тепломассообмену в сильно неизотермических течениях ($\psi \gg 1$). Нет также разработанного метода расчета гидродинамики и теплообмена при смешении закрученных струй в каналах. Нами проведены теоретические и экспериментальные исследования закрученных газовых завес, в которых параметр вдува $m = \rho_g \omega_g^2 / \rho_o \omega_o < 1$, и закрученных пристенных струй, где $m > 1$. Их принципиальное отличие заключается в том, что в закрученных струях в пристенной области продольная и окружная компоненты скорости имеют типичный струйный характер, а в закрученных завесах продольная компонента скорости достаточно быстро приобретает профиль, характерный для погранслоного течения. Эти исследования были выполнены совместно с Н.А.Дворниковым и С.Ю.Спотарем [24-26, 41-43, 123].

2.1. Анализ эффективности закрученной газовой завесы

Интегральные соотношения энергии и импульсов. Рассмотрим пристенную закрученную струю, развивающуюся в цилиндрическом канале при наличии в центре его спутного незакрученного потока (см. рис. 2.1). Струя вдувается через щель высотой δ , начальный угол ее закрутки φ_0 . При малых параметрах вдува $m < 1$ за счет взаимодействия струи с основным течением угол закрутки потока у стенки будет достаточно быстро уменьшаться по длине канала.

Основными определяемыми параметрами рассматриваемой задачи являются изменение температуры адиабатической поверхности (следовательно, эффективности завесы), а также тепловых и массовых потоков при наличии тепломассообмена на стенке. Кроме того, в случае вращающейся завесы неизвестно изменение угла закрутки потока на стенке по длине канала. Поэтому в рассматриваемом случае необходимо совместное решение интегральных уравнений импульсов, момента количества движения и энергии.

Интегральное соотношение энергии для закрученной газовой завесы на адиабатической поверхности ($q_{CT}=0$) после интегрирования уравнения (1.49) имеет вид, аналогичный зависимости для завесы без закрутки [99],

$$d(\theta \delta_T^{**})/dx=0, \quad (2.1)$$

Уравнение (2.1) получено при условии постоянства продольной скорости в ядре течения $w_{x0}=\text{const}$. Здесь $\theta=(T_0-T_{CT}^*)/(T_0-T_\delta)$ — эффективность газовой завесы; T_δ , T_0 и T_{CT}^* — температура газа в щели, ядре течения и на адиабатической поверхности. Толщина потери энергии определяется по формуле

$$\delta_T^{**} = \int_0^{\delta_T} \frac{\rho w_x}{\rho_0 w_{x0}} (1-\eta) \left(1 - \frac{y}{R}\right) dy, \quad (2.2)$$

где $\eta=(T-T_{CT}^*)/(T_0-T_{CT}^*)$ — безразмерная температура в пограничном слое.

Подобным образом из дифференциального уравнения движения в окружном направлении с учетом граничных условий в ядре течения: $r=R-\delta$, $w_x=w_{x0}$, $\Gamma=v_\varphi r=0$, $u_r=0$, $\tau_{r\varphi}=0$, — и на

Гл. 2. ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ЗАКРУТКЕ ПОТОКА

стенке канала: $r=R$, $w_x=0$, $u_r=0$, $v_\varphi=0$, $\tau_{r\varphi}=\tau_{\varphi\tau}$ - можно получить интегральное уравнение сохранения момента количества движения

$$\frac{d}{dx} \int_0^\delta \rho w_x \Gamma \left(1 - \frac{y}{R}\right) dy = \tau_{\varphi\tau} R. \quad (2.3)$$

Полагаем, что наибольший вклад в формирование течения вносит струйная часть пограничного слоя, и пренебрегая потерями на трение о поверхность канала в окружном направлении $\tau_{\varphi\tau}=0$, для безградиентного течения ($dw_{x0}/dx=0$) из (2.3) получаем

$$d(\bar{\Gamma}_m \delta_\varphi^{**})/dx=0, \quad (2.4)$$

где $\bar{\Gamma}_m = \Gamma_m / \Gamma_s$; $\Gamma_s = v_{\varphi s} R$ - циркуляция потока в щели при условии, что $s \ll R$.

Толщина потери момента количества движения

$$\delta_\varphi^{**} = \int_0^\delta \frac{\rho w_x}{\rho_0 w_{x0}} \frac{\Gamma}{\Gamma_m} \left(1 - \frac{y}{R}\right) dy. \quad (2.5)$$

Сопоставление экспериментальных распределений температур и циркуляций в струйной части пограничного слоя закрученной газовой завесы показало [170], что эти профили подобны между собой и могут быть описаны струйными зависимостями, в частности формулой Шлихтинга:

$$\Gamma / \Gamma_m = 1 - \eta = (T - T_0) / (T_{\text{СТ}}^* - T_0) = (1 - \xi^{1,5})^2,$$

где $\xi = (R - r) / \delta = y / \delta$.

Из сопоставления (2.2) и (2.5) следует, что при одинаковых толщинах теплового и динамического пограничных слоев $\delta_T = \delta_\varphi = \delta$ совпадают и интегральные масштабы $\delta_T^{**} = \delta_\varphi^{**}$. Учитывая этот факт, после интегрирования (2.1) и (2.4) получаем

$$\Gamma_m / \Gamma_s = \theta = \theta_\varphi = \delta_{TS}^{**} / \delta_T^{**} = \delta_{\varphi s}^{**} / \delta_\varphi^{**}, \quad (2.6)$$

где θ_φ - изменение максимальной циркуляции по длине канала; $\delta_{TS}^{**} = \delta_{\varphi s}^{**} = ms(1 - s/2R) \approx ms$ - интегральные параметры на срезе щели.

2.1. Эффективность закрученной газовой завесы

Из соотношения (2.6) следует важный вывод о том, что максимальное значение циркуляции в пограничном слое закрученной завесы Γ_m/Γ_s уменьшается по длине канала так же, как и тепловая эффективность газовой завесы Θ , если пренебречь потерей закрутки потока вследствие трения, т.е. в этом случае учитывается изменение циркуляции Γ_m по длине канала только за счет перемешивания закрученного периферийного потока с незакрученным основным. Тогда достаточно просто можно найти изменение угла закрутки потока на стенке, значение которого также определяет интенсивность процессов переноса в пограничном слое. Полагая, что в пристенной части ($y < \delta_m$) профиль циркуляции, как и продольной компоненты скорости, описывается единой степенной зависимостью (это равносильно постоянству угла закрутки по толщине этой зоны), из (2.6) имеем

$$\frac{\operatorname{tg} \varphi_m}{\operatorname{tg} \varphi_s} = \frac{\Gamma_m}{\Gamma_s} \frac{w_s/w_{x0}}{(\delta_m/\delta)^n} = \Theta \varphi (\delta/\delta_m)^n w_s/w_{x0}, \quad (2.7)$$

где φ_m и φ_s — угол закрутки на стенке в рассматриваемом сечении и на срезе щели; n — показатель в степенном законе распределения скорости $w_x/w_{x0} = (y/\delta)^n$. При закрутке завесы значение n отличается от значения для стандартного пограничного слоя $n_0 = 1/7$ и зависит от интенсивности воздействия массовых сил на турбулентный перенос.

Для определения эффективности закрученной завесы и максимальной циркуляции по длине канала воспользуемся методом, развитым в [99] для газовых завес на пластине. Поскольку уравнение сохранения импульса в продольном направлении для закрученного потока по форме совпадает с интегральным уравнением импульсов при отсутствии закрутки (уравнение (1.53)), выражение для эффективности завесы аналогично формуле для развития завесы на пластине [99]

$$\Theta = [1 + 0,25(\beta/\beta_0)^{1,25} \operatorname{Re}_s \int_{x_0}^x \Psi_\varphi \Psi_\kappa \Psi_T (\mu_{CT}/\mu_0)^{0,25} dx]^{-0,8}. \quad (2.8)$$

Здесь x_0 — длина начального участка, где $\Theta = 1$; $\operatorname{Re}_s = \rho_s w_s \delta / \mu_s$; $\beta = \delta_T^{**} / \delta^{**}$; δ^{**} — толщина потери импульса в продольном направлении.

Гл. 2. ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ЗАКРУТКЕ ПОТОКА

Учитывая подобие профилей циркуляции и относительных температур в закрученной завесе, получим выражение для угла закрутки по длине канала, сходное с (2.8):

$$\begin{aligned} \text{tg} \varphi_m = \text{tg} \varphi_s \left[1 + 0,25 (\beta/\beta_0)^{1,25} \frac{1}{\text{ma}} \left(\frac{w}{w_s} \right)^{1,25} \left(\frac{\delta_m}{\delta} \right)^{1,25 n_x} \right. \\ \left. \times \text{Re}_s^{-0,25} \int_{x_0}^x \Psi_T \Psi_K \Psi_\varphi \left(\frac{\mu_{CT}}{\mu_0} \right)^{0,25} dx \right]^{-0,8}. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Влияние закрутки на эффективность и затухание вращения завесы в (2.8) и (2.9) сказывается через отношение коэффициентов β/β_0 и относительные функции трения Ψ_φ и Ψ_K . Выражение для β при $\text{Re} \rightarrow \infty$ и достаточно тонком пограничном слое $\delta/R \ll 1$ имеет такой же вид, как и для незакрученной завесы [96],

$$\beta = \int_0^1 \tilde{\rho} \omega d\xi / \int_0^1 \tilde{\rho} \omega (1-\omega) d\xi. \quad (2.10)$$

Для незакрученной завесы в изотермических условиях $\tilde{\rho} = \rho/\rho_0 \approx 1$ и $\omega_0 = \xi^{1/7}$, тогда из (2.10) имеем $\beta_0 = 9$. В итоге влияние вращения завесы на β будет сказываться через профиль продольной скорости, заполненность которого зависит от интенсивности воздействия массовых сил на турбулентный перенос.

Влияние вращения на профиль продольной скорости в закрученной завесе. Выражение для продольной компоненты касательного напряжения в пространственном пограничном слое в соответствии с (1.56)–(1.57) имеет вид

$$\tau_x = \rho l_0^2 \left(\frac{\partial w}{\partial r} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Gamma / \partial r}{\partial w / \partial r} \right)^2 \right]^{1/2} f, \quad (2.11)$$

где функция f , как и в случае полностью закрученного потока, учитывает влияние массовых сил на турбулентность в пограничном слое. В закрученной газовой завесе, как указывалось выше, имеются две характерные зоны, в которых массовые силы оказывают противоположное воздействие. В пристенной части циркуляция по радиусу уменьшается, что приводит к интенсификации турбулентного обмена, и функция f описывается соотношением (1.12). Во внешней части $d\Gamma/dr > 0$, и здесь имеет место подавление турбулентного переноса, а распределение касательных напряжений записывается с учетом (1.17),

2.1. Эффективность закрученной газовой завесы

Соответственно расчет по уравнению (2.11) необходимо проводить для двух областей – пристенной и внешней.

Однако из-за того, что толщина пристенной зоны значительно меньше внешней ($\delta_m/\delta \ll 1$), влияние пристенной зоны на внешнюю незначительно, и распределение скорости по толщине последней можно рассчитывать только с учетом процессов подавления турбулентного обмена в струйной части пограничного слоя.

Преобразуем уравнение (2.11) к виду

$$\frac{\partial \omega}{\partial \xi} = \frac{\partial \omega_0}{\partial \xi} \sqrt{\frac{\Psi_\varphi \Psi_\kappa \Psi_\tau}{\tilde{\rho} f_\varphi f_{\text{вн}}}}. \quad (2.12)$$

В стандартном пограничном слое можно принять профиль скорости $\omega_0 = \xi^{1/2}$. Функция, отражающая пространственность течения во внешней части, согласно (2.11) запишется

$$f_\varphi = \left[1 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r / \partial r}{\partial \omega / \partial r} \right)^2 \right]^{1/2},$$

а влияние массовых сил на процесс подавления турбулентного обмена в этой зоне описывается формулой (1.35) в предположении, что течение во внешней части пограничного слоя с возрастанием циркуляции эквивалентно обтеканию выпуклой поверхности. В первом приближении можно принять, что $f_\varphi \approx \Psi_\varphi$; возможная погрешность при такой записи здесь несущественна, поскольку для завесы характерно быстрое затухание закрутки и $\Psi_\varphi \approx f_\varphi \rightarrow 1$.

Число Ричардсона (1.67) представим в форме

$$Ri = \frac{\delta \sin^2 \varphi_m}{R} \left[1 - \frac{\psi - 1}{4(\psi + 1)} \right],$$

приняв, что $v_\varphi \sim (1/2)v_{\varphi m}$; $\partial v_\varphi / \partial r = v_{\varphi m} / \delta$; $\partial \omega_x / \partial r \approx \omega_{x0} / r$; $\partial \psi / \partial \xi \approx 1$.

Полагая $(y/l_0)^2 \approx (\delta/l_0)^2 = 1/c_0^2$, запишем выражение для функции подавления турбулентности во внешней части слоя

$$f_{\text{вн}} = \left\{ 1 + \frac{\delta \sin^2 \varphi_m}{R c_0^2} \left[1 - \frac{\psi - 1}{4(\psi + 1)} \right] \right\}^{-1/2}. \quad (2.13)$$

Гл. 2. ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ЗАКРУТКЕ ПОТОКА

Можно принять [124], что во внешней части пограничного слоя $s_0 \approx 0,09$. Из (2.12) определим показатель степени n в законе изменения продольной скорости $\omega = \xi^n$:

$$n = n_0 \xi^{n_0 - n} \sqrt{\psi_K \psi_T / f_{BH}}. \quad (2.14)$$

Поскольку во внешней части пограничного слоя $\xi^{n_0 - n} \rightarrow 1$, выражение (2.14) преобразуется к виду

$$n = n_0 \sqrt{\psi_K \psi_T / f_{BH}}. \quad (2.15)$$

Несмотря на достаточно сильные упрощения, зависимость (2.15) удовлетворительно отражает влияние массовых сил на заполненность профиля скорости в пограничном слое закрученной газовой завесы (рис. 2.2).

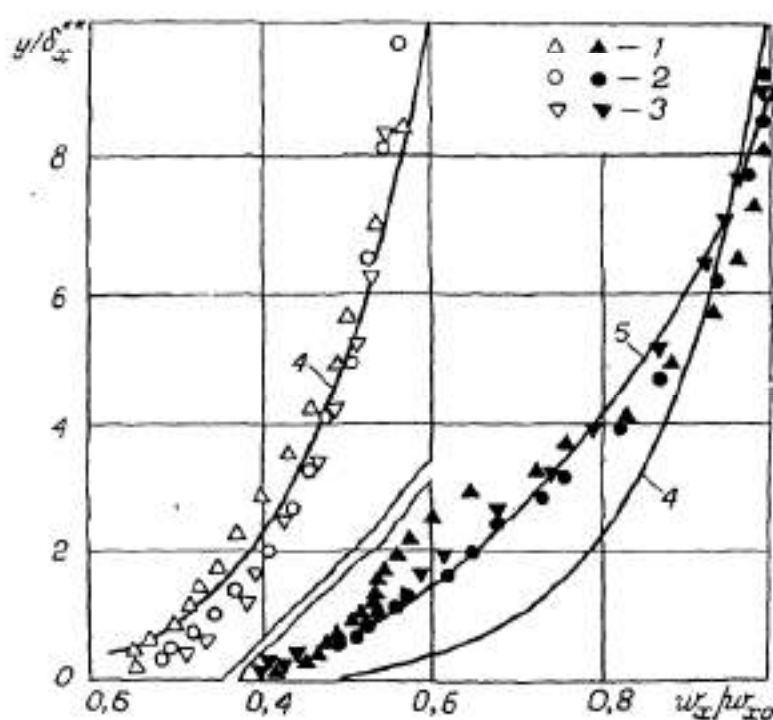


Рис. 2.2. Профили продольной компоненты скорости в незакрученной (светлые точки) и закрученной ($\varphi_R = 74^\circ$, $m = 0,5$, темные точки) завесах [32]: 1 - $x/s = 48$; 2 - 93; 3 - 137; 4 - $\omega_c = \xi \psi$; 5 - расчет по (2.15)

2.1. Эффективность закрученной газовой завесы

Известно [33,125], что в незакрученной газовой завесе неравномерность профиля скорости в начальных сечениях, вызванная вдувом, быстро исчезает вниз по потоку, и распределение скорости принимает вид обычного степенного профиля для турбулентного пограничного слоя. Это подтверждается и данными рис. 2.2, где линией 4 нанесена расчетная зависимость для стандартного пограничного слоя с $n_0 = 1/7$.

Подобную картину следовало бы ожидать и при закрутке завесы, тем более что эффективность смешения пристенной струи с основным потоком за счет закрутки, казалось, должна была быть выше. Однако, как видно из рис. 2.2, превалирующее влияние в этом случае оказывает подавление турбулентности во внешней части пограничного слоя, что приводит к меньшей заполненности профиля продольной скорости.

Для закрученной завесы при $m=0,5$, $\varphi_s=74^\circ$ и $x/s \approx 100$ показатель степени n в степенном законе скорости равен 0,26 и слабо изменялся по длине канала. Линией 5 на рис. 2.2 нанесен расчетный профиль для этих условий. Как видно, опытные точки и расчетная кривая совпадают между собой, но отклоняются от зависимости для стандартного пограничного слоя.

Результаты расчетов по формулам (1.61), (1.70), (2.10), (2.13) и (2.15) в зависимости от угла закрученной квазиизотермической $\psi \approx 1$ завесы при $\delta/R=0,1$ приведены в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Параметры	φ_m , град					
	0	10	20	30	45	60
ψ_φ	1	1,01	1,05	1,11	1,29	1,68
ψ_K	1	1,02	1,06	1,11	1,18	1,24
$f_{вн}$	1	0,85	0,64	0,49	0,37	0,31
n	0,142	0,156	0,184	0,214	0,25	0,28
β/β_0	1	0,93	0,83	0,74	0,66	0,61
$(\beta/\beta_0)^{1,25\psi_\varphi\psi_K}$	1	0,94	0,87	0,85	0,91	1,12

Как следует из таблицы, закрутка завесы приводит к заметному изменению трения, коэффициента β и подавлению турбулентного обмена $f_{вн}$. Однако комплекс $(\beta/\beta_0)^{1,25\psi_\varphi\psi_K}$, определяющий эффективность завесы согласно выражений (2.8), (2.9), изменяется незначительно. Подобная тенденция отмечена и при других соотношениях δ/R , а также для неизотерми-

Гл. 2. ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ЗАКРУТКЕ ПОТОКА
 ческих течений. Этот важный факт позволяет значительно
 упростить анализ эффективности и динамики закрученной за-
 весы и проводить расчет этих величин в первом приближении
 без учета неизотермичности, закрутки и массовых сил. Тогда
 зависимости (2.8), (2.9) запишутся в виде

$$\theta = (1 + 0,25 \frac{x-x_0}{m_s} Re_s^{-0,25})^{-0,8}; \quad (2.16)$$

$$tg\varphi_m / tg\varphi_s = \left[1 + 0,25 \frac{x-x_0}{m_s} \left(\frac{w_0}{w_s} \right)^{1,25} \left(\frac{\delta_m}{\delta} \right)^{1,25} Re_s^{-0,25} \right]^{-0,8}. \quad (2.17)$$

Слабое влияние закрутки на эффективность тепловой за-
 весы, рассчитанную с учетом длины начального участка, было
 показано и экспериментально в работе [62].

Экспериментальные данные [62] по эффективности закру-
 ченной завесы и затуханию циркуляции по длине канала обоб-
 щены на рис. 2.3. Здесь же представлены данные опытов по
 эффективности и для незакрученной завесы. В опытах [62] из-
 меряли углы закрутки потока на стенке, поэтому затухание

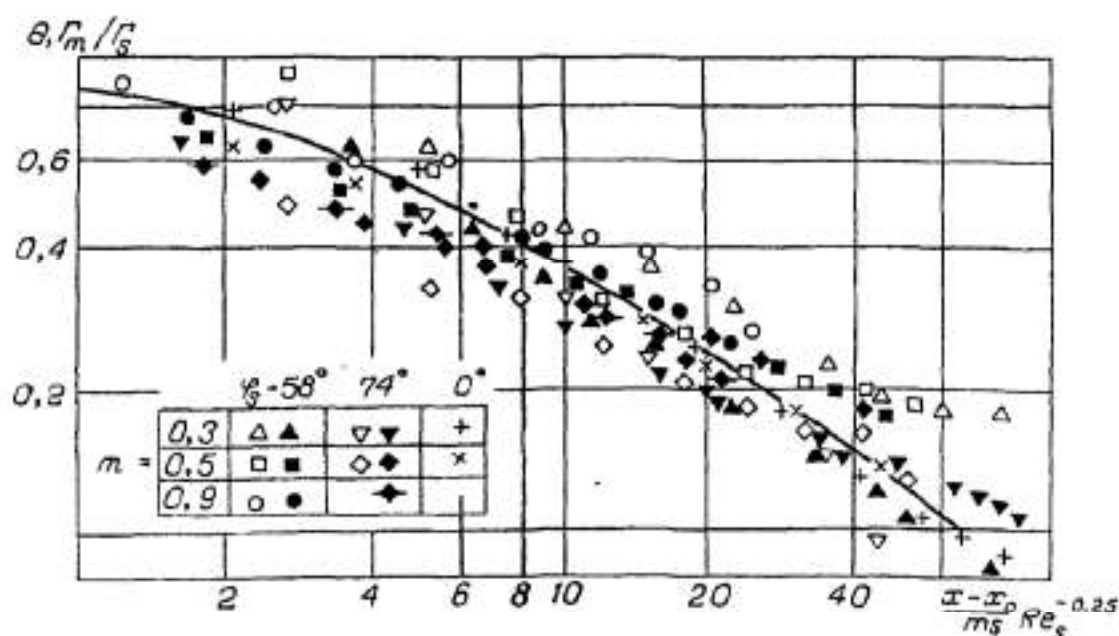


Рис. 2.3. Обобщение опытных данных по эффективности (темные точки) и затуханию закрутки (светлые точки) завесы. Линия - расчет по (2.16)

2.1. Эффективность закрученной газовой завесы

максимальной циркуляции определяли с использованием выражения (2.7). При этом полагалось, что $n=1/7$ и $\delta_m/\delta=0,21$; последнее было получено из решения интегральных соотношений импульсов для закрученной завесы. Длина начального участка, вследствие ее малости, в расчетах принималась равной нулю. Результаты опытов для угла закрутки и тепловой эффективности совпадают между собой, что свидетельствует о подобии процессов переноса тепла и момента импульса в закрученных завесах, а также с опытными точками для незакрученной завесы и результатами расчета по формуле (2.16), что подтверждает возможность использования упрощенных зависимостей (2.16), (2.17).

Тепломассообмен в пограничном слое с закрученной завесой. Коэффициент тепломассообмена на поверхности при наличии закрученной завесы может быть определен по следующей формуле

$$St = \psi St_0 = \psi_\varphi \psi_\kappa \psi_T St_0. \quad (2.18)$$

Здесь $St = q_{CT} / \rho_0 \omega x_0 c_p (T_{CT} - T_{CT}^*)$, а относительные коэффициенты, обусловленные влиянием закрутки потока, центробежных сил и неизотермичности, определяются так же, как и для полностью закрученных потоков. Тогда расчетная зависимость для коэффициента тепломассообмена с учетом выражения для стандартного пограничного слоя запишется

$$St = 0,029 Re_x^{-0,2} \left\{ \cos \varphi_m \left[1 + 1,8 \cdot 10^3 \frac{\delta_T^{**}}{R} \sin^2 \varphi_m \frac{\delta_m}{\delta} \left(1 + \frac{\psi-1}{2(\psi n+1)} \right) \right]^{0,162} \psi_T \right\}^{0,8} Pr^{-0,6} \left(\frac{\mu_{CT}}{\mu_0} \right)^{0,2}. \quad (2.19)$$

Следует подчеркнуть, что уравнение (2.19) учитывает интенсификацию тепломассообмена в поле массовых сил только в пристенной части путем введения множителя δ_m/δ . Значение φ_m рассчитывали из соотношения (2.17), а толщину пограничного слоя энергии или массы находили как для полностью закрученного течения.

Данные по теплообмену в условиях, близких к изотермическим в закрученной завесе [62], показывают (рис. 2.4), что расчет удовлетворительно отражает увеличение теплоот-

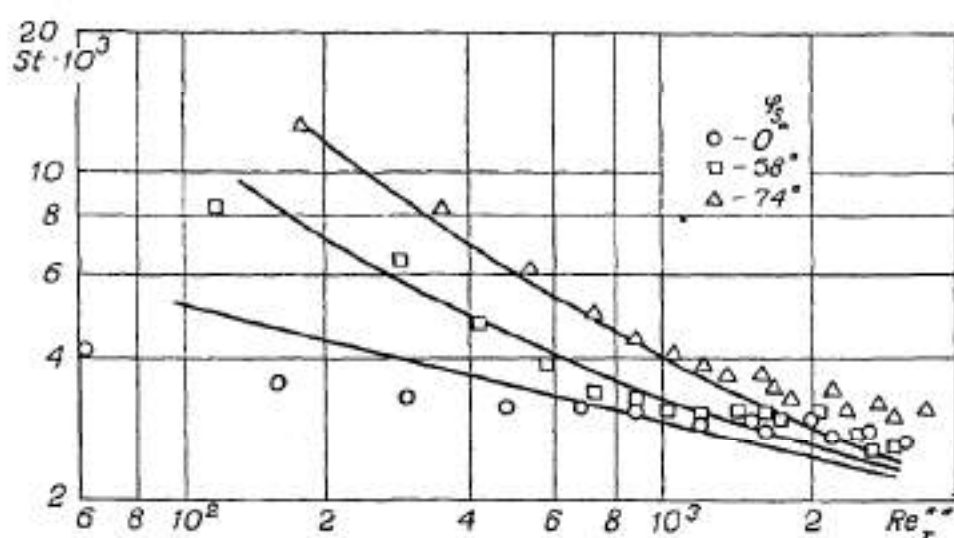


Рис. 2.4. Влияние угла закрутки завесы на теплообмен со стенкой, $m=0,5$. Линии – расчет по (2.19)

дачи при возрастании угла закрутки. Для начальных сечений канала это превышение составляет 200–300 %, а вниз по потоку закрутка затухает и ее влияние уменьшается.

Таким образом, получены простые зависимости для расчета динамических и тепловых характеристик неизотермических закрученных завес. Установлена аналогия между снижением эффективности завесы и затуханием ее угла закрутки по длине канала. Вращение завесы оказывает заметное влияние на законы трения, профиль продольной скорости и коэффициент β . Однако совместное воздействие этих факторов оказывает слабое влияние на эффективность вращающихся газовых завес. Закрутка пристенной струи вызывает интенсификацию процессов турбулентного теплообмена к поверхности в начальных сечениях канала.

2.2. Опытное изучение массообмена в канале с закрученной газовой завесой в неизотермических условиях

Исследования проведены на газодинамическом стенде с индукционным нагревом графитового образца (см. рис. 1.7). Периферийный закрученный поток организовывался с помощью сменных закручивающих вставок, направляющие спиральные реб-

2.2. Массообмен в закрученных газовых завесах

ра которых наклонены к оси канала под углом $\varphi_s = 58^\circ$ или 74° . Высота кольцевой щели $\delta = 2$ мм, толщина кромки, разделяющей основной незакрученный и периферийный закрученный потоки, составляла примерно 0,1 мм. Массовая скорость основного потока изменялась в диапазоне 80–145 кг/(м²·с), параметр вдува m принимал значения 0,15; 0,39; 0,68. В качестве основного потока использовался воздух с температурой $T_0 \approx 290$ К, температура стенки $T_w \approx 2000$ К, а температурный фактор $\psi \approx 7$. Завесу создавали вдувом азота. Для выявления защитных свойств закрученной завесы проводили эксперименты при подаче воздуха через периферийную щель, причем режимные и геометрические параметры этих опытов и опытов со вдувом азота были полностью идентичны. Близкими по режимным параметрам эксперименты были и к данным по эффективности при квазиизотермических условиях [62].

Изменение угла закрутки потока на стенке по длине канала при различных параметрах вдува представлено на рис. 2.5, а. Наиболее сильно угол закрутки уменьшается в начальных сечениях канала, далее вниз по потоку его значение быстро, особенно при малых m , стремится к нулю. Совпадение теоретических и экспериментальных данных свидетельствует о слабом влиянии неизотермичности на затухание завесы, поэтому в пер-

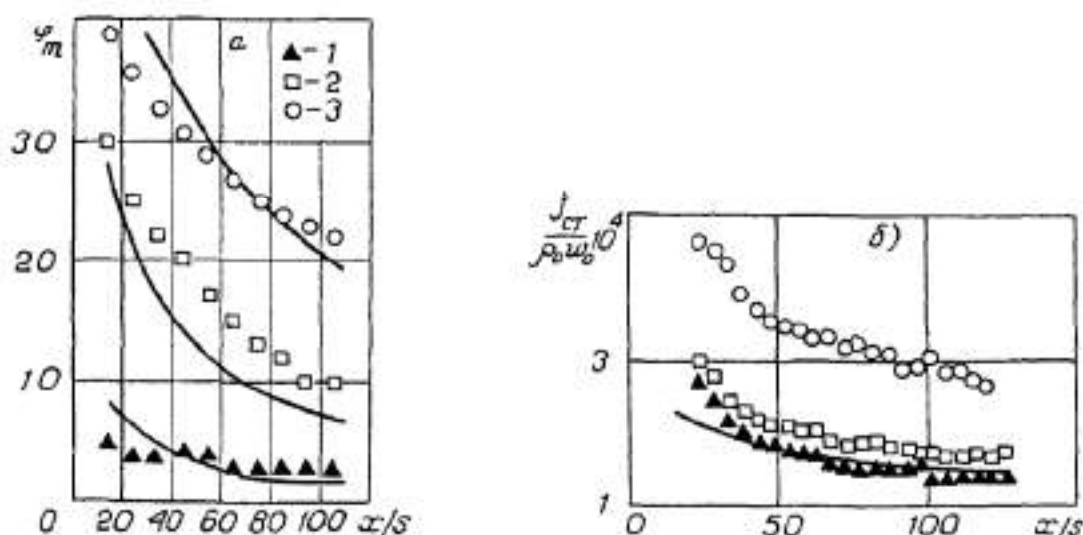


Рис. 2.5. Закрученная газовая завеса в неизотермических условиях. $\varphi_s = 74^\circ$; m : 1 – 0,15; 2 – 0,39; 3 – 0,68.

а – угол закрутки; линии – расчет по (2.17); б – выгорание графитового канала; линия – выгорание в незакрученном потоке [33]

вом приближении для расчетов завесы в неізотермических условиях может быть использована зависимость (2.17). Несмотря на малые углы закрутки, вращение пристенной струи вызывает значительную интенсификацию массообмена на выгорающей поверхности (рис. 2.5, б). В рассматриваемых условиях особенно сильное влияние оказывают массовые силы, которые обусловлены неізотермичностью течения и увеличением толщины пограничного слоя по сравнению с полностью закрученным потоком.

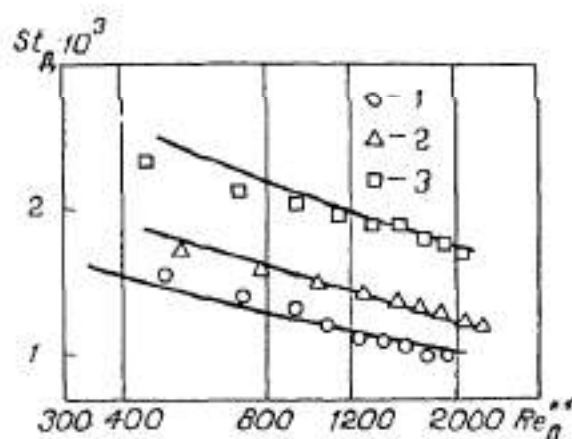


Рис. 2.6. Массообмен в потоке с периферийной закруткой в условиях существенной неізотермичности $\psi=7$, $\psi_2=74$. 1 - $m=0,15$; 2 - 0,39; 3 - 0,68. Линии - расчет по формуле (2.19)

Обобщение опытных данных по массообмену в потоке с периферийной закруткой представлено на рис. 2.6. Характерно, что в отличие от опытов при квазиізотермических условиях (см. например рис. 2.4) опытные точки для достаточно больших расстояний от входа расслаиваются в зависимости от па-

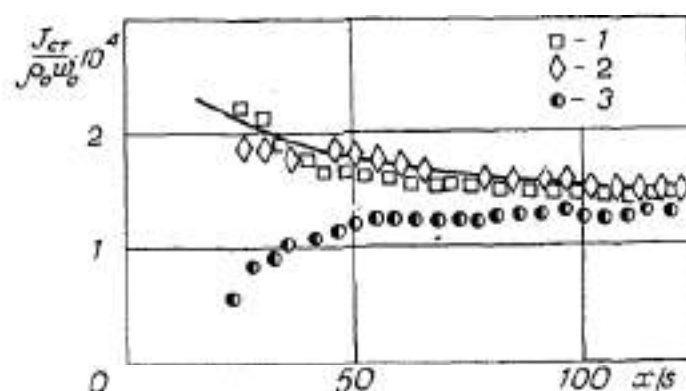


Рис. 2.7. Интенсивность химической эрозии стенки при вдуве азота, $m=0,39$. 1 - $\psi_2=74^\circ$; 2 - 58° ; 3 - 0° . Линия - расчет выгорания в незакрученном потоке воздуха [33]

2.2. Массообмен в закрученных газовых завесах

параметра вдува, который определяет текущие значения угла закрутки. Отметим, что абсолютные значения угла закрутки на больших расстояниях малы и $\Psi_\phi \rightarrow 1$. Расчет массообмена, проведенный с учетом аналогии между тепло- и массообменом по формуле (2.19), верно отражает эксперимент для столь сложных газодинамических и тепловых условий.

Подача по периферии инертного азота качественно изменяет распределение интенсивности выгорания по длине канала. Это следует из рис. 2.7, где представлены данные по интенсивности выгорания для закрученной завесы с различными начальными углами при постоянном параметре вдува. Как видно, с увеличением угла закрутки потока на входе интенсивность выгорания стенки значительно возрастает и в начале канала превосходит выгорание для $\phi_s=0$ более, чем в 3÷4 раза. Опытные данные по закрученной завесе практически совпадают с расчетом выгорания в потоке воздуха без закрутки [33], что свидетельствует о противоположном влиянии на суммарный массообмен интенсификации из-за вращения и снижения массоотдачи за счет защитных свойств газовой завесы.

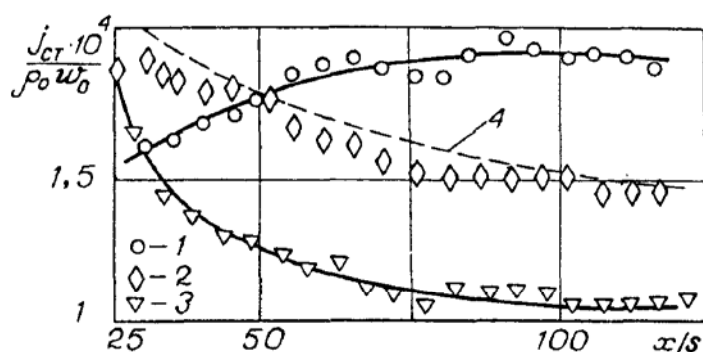


Рис. 2.8. Влияние параметра вдува азота на интенсивность выгорания при закрутке газовой завесы $\phi_s=58^\circ$. 1 — $m=0,68$; 2 — 0,39; 3 — 0,15; 4 — выгорание в потоке воздуха [33]

При организации щелевой завесы без закрутки увеличение расхода вдуваемого газа приводит к снижению тепловых или диффузионных потоков на стенке [33]. Однако в условиях закрученной завесы увеличение параметра вдува вызывает интенсификацию тепломассообмена на стенке, что иллюстрирует

рис. 2.8: увеличение параметра вдува азота с 0,15 до 0,68 приводит к возрастанию скорости выгорания почти в 2 раза.

Следует подчеркнуть, что такое аномальное, на первый взгляд, поведение скорости выгорания вызвано совместным противоположно направленным влиянием вращения и процесса смешения пристенной струи инертного газа с ядром течения. Действительно, увеличение параметра вдува приводит, с одной стороны, к росту эффективности завесы θ , а с другой – к усилению процессов перемешивания за счет увеличения потока момента количества движения в струе. Таким образом, варьированием параметра вдува и начального угла закрутки можно добиться в принципе как снижения, так и увеличения тепловых и массовых потоков в каналах с закрученной газовой завесой. Если же результаты опытов обработать с учетом равновесной концентрации элементов на стенке, исключив тем самым процессы концентрационного смешения завесы с основным потоком, то наблюдается хорошее соответствие с данными, полученными для вдува воздуха через щель (рис. 2.9). Диффу-

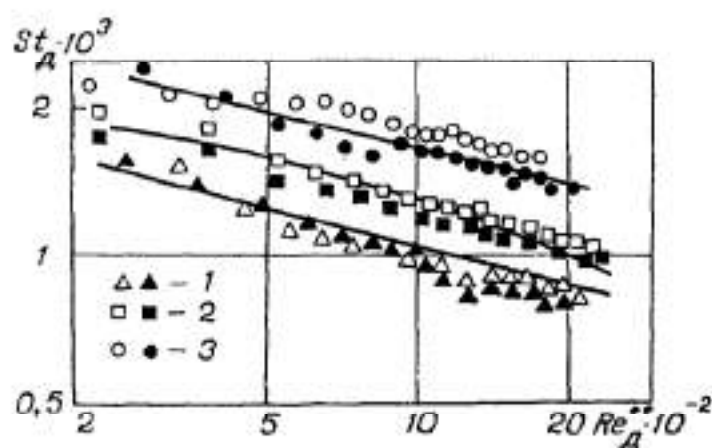


Рис. 2.9. Массообмен при периферийной закрутке потока в неизотермических условиях. Темные точки – вдув воздуха, светлые – азота. 1 – $\varphi_s = 74^\circ$, $m = 0,15$; 2 – 74° , $0,39$; 3 – 58° , $0,69$. Линии – расчет по формулам (2.19)–(2.21)

зионное число Стентона для опытов с вдувом азота определялось по формуле

$$St_D = j_{ст} / \rho_o w_o b_{1с}^* \quad (2.20)$$

а параметр проницаемости $b_{1с}^*$, характеризующий интенсивность выгорания графита в потоке воздуха с завесой из инертного газа, находился согласно [33]:

$$b_{1c}^* = \frac{3}{4} (K_0)^*_{ст} = \frac{3}{4} (K_0)_o (1-\theta). \quad (2.21)$$

Здесь $\theta = [(K_0)_o - (K_0)^*_{ст}] / (K_0)_o$ - эффективность газовой завесы; $(K_0)_o$, $(K_0)^*_{ст}$ - обобщенные концентрации кислорода в основном потоке и на стенке при отсутствии химических реакций. Эффективность закрученной газовой завесы θ определялась по экспериментальным данным [62]. Как и при вдуве незакрученной завесы [31], полагалось, что фактор неизотермичности на эффективность влияния не оказывает.

На рис. 2.9 наблюдается значительное расслоение коэффициентов массообмена в зависимости от начальной закрутки периферийного потока; однако данные опытов с вдувом азота и воздуха при одинаковых динамических условиях ($\varphi_g = \text{idem}$, $m = \text{idem}$) практически совпадают между собой. Это свидетельствует об аналогии протекания процессов массообмена в рассматриваемых случаях. Кроме того, анализ экспериментальных и расчетных данных показал, что вращение периферийной части потока в канале приводит только к увеличению коэффициентов теплообмена, если последние определять по равновесному значению температуры или концентрации на стенке. Разработанная методика расчета позволила обобщить экспериментальные данные по теплообмену для различных случаев вращения потока в начальном участке трубы. Результаты такого обобщения представлены на рис. 2.10. Опытные данные, получен-

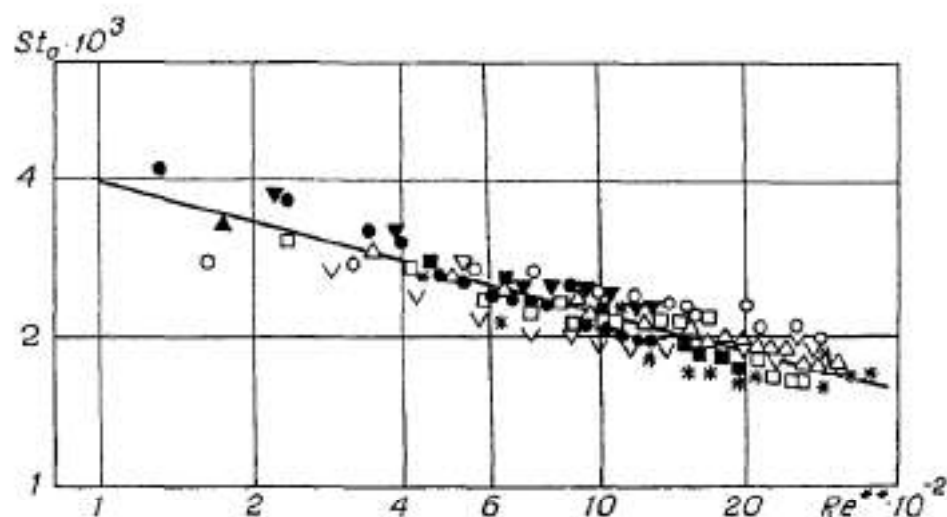


Рис. 2.10. Обобщение опытных данных по теплообмену в полностью и частично закрученных потоках. Линия - расчет по формуле $St_o = 0,0128 Re^{** - 0,25}$

ные для полностью или частично закрученных течений при $\phi_8 = 0 \div 74^\circ$, $m = 0 \div 1$ в изотермических и неизотермических условиях, были приведены к стандартным условиям при помощи следующего соотношения

$$St_0 = St / [\psi_T \psi_\phi \psi_K (\mu_{ст} / \mu_0)^{0,25} Pr^{-0,75}]. \quad (2.22)$$

Обобщение опытных данных и их совпадение с законом тепломассообмена для стандартного пограничного слоя, несмотря на различие типов течений, динамических и тепловых условий, говорит о единстве физического механизма воздействия кривизны линий тока и массовых сил на турбулентный тепломассоперенос в пограничном слое вращающегося потока.

2.3. Аэродинамика и тепломассообмен в пристенных закрученных струях ($m > 1$)

Пристенные закрученные струи относятся к наиболее слабо изученным типам вращающихся потоков. Имеющаяся экспериментальная информация по этому вопросу весьма ограничена [64, 77, 98, 139, 152], несмотря на очевидную практическую важность этих результатов. Полуограниченные закрученные струи реализуются в вихревых эжекторах, камерах сгорания различных двигателей, циклонно-вихревых камерах и др. Нами исследованы основные закономерности развития пристенных струй в цилиндрическом канале. Кроме измерений компонент средних скоростей и тепломассообмена проведены подробные исследования турбулентных характеристик пристенных вращающихся струй. Поле центробежных сил накладывает ряд особенностей на тонкую структуру течения, приводя к существенной анизотропии турбулентности в закрученных пристенных струях.

Рассматриваются две схемы организации течения: при наличии на входе эжектируемого спутного потока и струя в канале с глухим торцем на входе. В последнем случае картина течения напоминает развитие потока в длинных недифрагмированных вихревых камерах [130].

Экспериментальный стенд. Методика измерений. Рабочий участок представлял собой цилиндрический канал (рис. 2.11) со специальным устройством на входе. Из центральной магист-

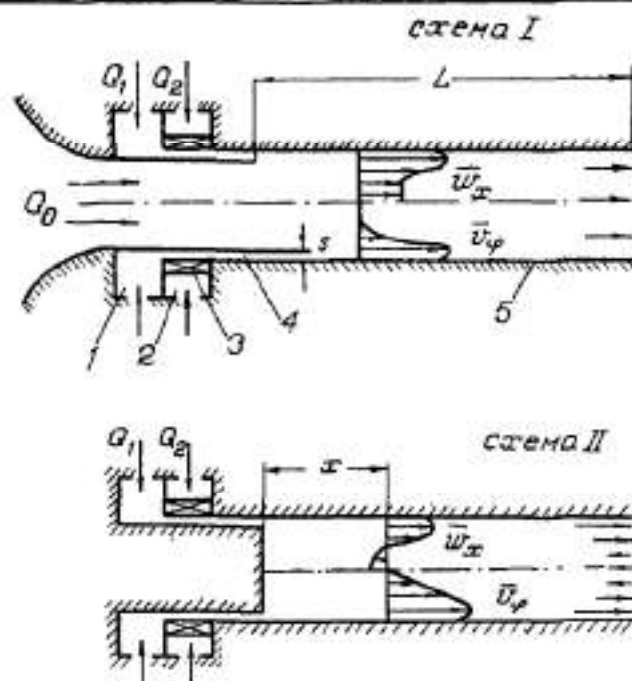


Рис. 2.11. Организация закрученной струи в цилиндрическом канале: схема I – пристенная закрученная струя со спутным центральным потоком; схема II – закрученная струя в канале с глухим торцом

рали газоснабжения потоки воздуха Q_1 и Q_2 через камеры I и 2 попадали в коаксиальную щель 4 и затем распространялись в канале 5. Из камеры 2 в щель 4 воздух проходит через тангенциальный завихритель 3, что приводит к вращению потока. Регулирование расходов Q_1 и Q_2 позволяет изменять степень закрутки потока на выходе из щели: при $Q_8=Q_1$ течение является незакрученным; при $Q_8=Q_2$ закрутка потока максимальна ($\varphi_8=54^\circ$). Цилиндрический канал 5 набирался из секций и мог иметь различную длину ($L=140-1300$ мм). Секция с координатным устройством размещалась в различных сечениях канала. Координатное устройство предназначено для вращения вокруг оси (погрешность $\pm 0,5^\circ$) и радиального перемещения (погрешность $\pm 0,05$ мм) пневматического или термоанемометрического зондов. Расстояние нити термоанемометра от стенки контролировалось с помощью катетометра КМ-8.

Средние скорости и турбулентные характеристики измеряли при помощи термоанемометра постоянной температуры со стандартным мостом 55M10. Выходной сигнал термоанемометра подвергался линеаризации (линеаризатор 55D10). Вольфрамовые

Гл. 2. ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ЗАКРУТКЕ ПОТОКА

нити зондов имели диаметр $5\div 8$ мкм и длину $\bar{l}=l/d \approx 200\div 250$. Тарирование датчиков выполняли с помощью калибровочного устройства 55D90. Дополнительные измерения получены одно-канальным пневматическим зондом.

Методика термоанемометрических измерений, базирующаяся на работах [138,184], заключалась в ориентации нити термоанемометра под различными углами в потоке. При изучении течения в трубах естественной является цилиндрическая система координат. Если расположить зонд с нитью вдоль оси r (рис. 2.12), то его ориентация определяется углом поворота зонда вокруг его продольной оси α и углом наклона перпендикуляра к нити по отношению к оси вращения γ . Анализ эффективной скорости $v_{эф}$, определяющей теплоперенос от нити, позволяет найти осредненные и турбулентные характеристики те-

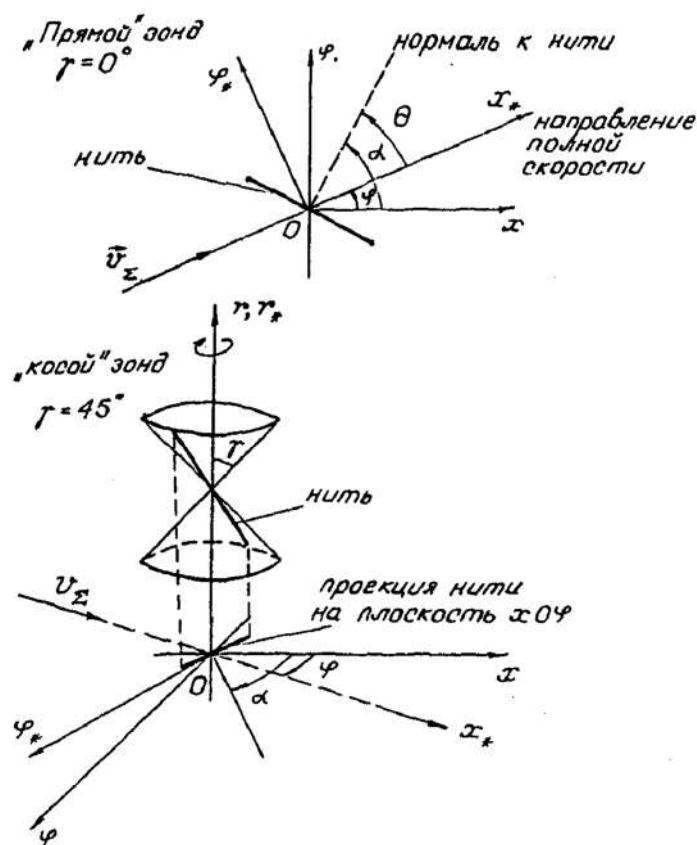


Рис. 2.12. Ориентация нити зонда термоанемометра при измерении в закрученном потоке. θ – угол атаки (угол между направлением $\vec{v}_\Sigma$ и перпендикуляром к нити)

2.3. Пристенные закрученные струи

чения, причем для измерения всех шести компонент тензора корреляций $\overline{v_i'v_j'}$ требуется применение "прямого" ($\gamma=0$) и "косого" ($\gamma=\pi/4$) зондов. Для нитей с $l/d > 200$ безразмерная функция f , характеризующая зависимость тепловых потерь от угла θ атаки (см. рис. 2.12), имеет вид [190]

$$f = v_{\text{эф}}/v_{\Sigma} = (\cos^2\theta + K^2 \sin^2\theta)^{1/2}, \quad K \sim 0,2. \quad (2.23)$$

Здесь K — чувствительность нити, ее конкретное значение определялось при тарировании датчиков.

Для мгновенного значения сигнала термоанемометра $E(\alpha, \gamma)$ имеем [138]:

$$\begin{aligned} \frac{E(\alpha, \gamma)}{K} = v_{\text{эф}}(\alpha, \gamma) = & \left\{ (\bar{u}_r + u_r') \sin\gamma + [(\bar{v}_\varphi + v_\varphi') \cos\alpha + \right. \\ & + (\bar{w}_x + w_x') \sin\alpha] \cos\gamma \}^2 + K^2 \{ -(\bar{u}_r + u_r') \cos\gamma + [(\bar{v}_\varphi + v_\varphi') \cos\alpha + \\ & + (\bar{w}_x + w_x') \sin\alpha] \sin\gamma \}^2 + \{ -(\bar{v}_\varphi + v_\varphi') \sin\alpha + (\bar{w}_x + w_x') \cos\alpha \}^2 \}^{1/2}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

При расположении нити в плоскости $xO\varphi$ ("прямой" зонд, $\gamma=0$) для определения осевой и вращательной компонент скорости использовались соотношения [138]:

$$\bar{w}_x = \frac{1}{K} \sqrt{\bar{E}^2(0, 0) - K^2 \bar{E}^2(\frac{\pi}{2}, 0)}; \quad (2.25)$$

$$\bar{v}_\varphi = \frac{1}{K} \sqrt{\bar{E}^2(\frac{\pi}{2}, 0) - K^2 \bar{E}^2(0, 0)}, \quad (2.26)$$

где $\bar{E} = \bar{E}(\alpha, \gamma)$ — среднее значение выходного сигнала термоанемометра. Выражения (2.25)–(2.26) получены из (2.24) при условии малости радиальной скорости течения $\bar{u}_r \ll \bar{w}_x, \bar{v}_\varphi$.

Пульсационные характеристики течения удобнее представить в системе координат $\{0; r_*, x_*, \varphi_*\}$, связанной с направлением полной скорости течения $\bar{v}_\Sigma$ (см. рис. 2.12). Интерпретация сигнала e'^2 в зависимости от угла атаки определяется соотношениями [184]:

"прямой" зонд ($\gamma=0$; $\theta=\alpha-\varphi$)

$$\overline{e'^2}(\theta) = K^2 \{ f^2 \overline{w'^2}_{x_*} - 2ff' \overline{w'v'}_{x_* \varphi_*} + f'^2 \overline{v'^2}_{\varphi_*} \}; \quad (2.27)$$

"косой" зонд ($\gamma=\pi/4$; $\theta=\arcsin[\sin\gamma\sin(\alpha-\varphi)]$)

$$\begin{aligned} \overline{e'^2}(\theta) = & K^2 \left\{ f^2 \overline{w'^2}_{x_*} + \frac{\cos^2 \gamma}{\cos^2 \theta} f'^2 \overline{u'^2}_r + \right. \\ & + \frac{\sin^2 \gamma}{\cos^2 \theta} \cos^2(\alpha-\varphi) f'^2 \overline{v'^2}_{\varphi_*} - 2 \frac{\cos \gamma}{\cos \theta} ff' \overline{w'u'}_{x_* r_*} + \\ & + 2 \frac{\sin \gamma \cos \gamma}{\cos^2 \theta} \cos(\alpha-\varphi) f'^2 \overline{u'v'}_{r_* \varphi_*} - \\ & \left. - 2 \frac{\sin \gamma}{\cos \theta} \cos(\alpha-\varphi) ff' \overline{w'v'}_{x_* \varphi_*} \right\}. \quad (2.28) \end{aligned}$$

Из геометрических соображений (см. рис. 2.12) можно установить связь между компонентами корреляционного тензора в системе координат $\{0; r, x, \varphi\}$, связанной с каналом и в системе $\{0; r_*, x_*, \varphi_*\}$:

$$\overline{w'^2}_x = \overline{w'^2}_{x_*} \cos^2 \varphi + 2 \overline{w'v'}_{x_* \varphi_*} \sin \varphi \cos \varphi + \overline{v'^2}_{\varphi_*} \sin^2 \varphi; \quad (2.29)$$

$$\overline{v'^2}_{\varphi} = \overline{w'^2}_{x_*} \sin^2 \varphi + 2 \overline{w'v'}_{x_* \varphi_*} \sin \varphi \cos \varphi + \overline{v'^2}_{\varphi_*} \cos^2 \varphi; \quad (2.30)$$

$$\overline{w'v'}_{x \varphi} = (\overline{w'^2}_{x_*} - \overline{v'^2}_{\varphi_*}) \sin \varphi \cos \varphi + \overline{w'v'}_{x_* \varphi_*} (\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi); \quad (2.31)$$

$$\overline{u'^2}_r = \overline{u'^2}_{r_*}; \quad (2.32)$$

$$\overline{u'w'}_{r x} = \overline{u'w'}_{r_* x_*} \cos \varphi - \overline{u'v'}_{r_* \varphi_*} \sin \varphi; \quad (2.33)$$

$$\overline{u'v'}_{r \varphi} = \overline{u'w'}_{r_* x_*} \sin \varphi - \overline{u'v'}_{r_* \varphi_*} \cos \varphi. \quad (2.34)$$

Измерения "прямым" и "косым" зондами осуществлялись при углах поворота зонда $\alpha=0$; $\pi/4$; $\pi/2$; $3\pi/4$, а при определении компонент корреляционного тензора из четырех значений сигнала $\overline{e'^2}$ в данной серии выбирались три такие, при которых угол атаки θ не находился в диапазоне $80^\circ \leq \theta \leq 100^\circ$ (при этих углах атаки из-за влияния следа ножки державки

2.3. Пристенные закрученные струи

на нить термоанемометра соотношения (2.27) и (2.28) перестают быть справедливыми).

Система из шести линейных уравнений, полученная из (2.27) и (2.28), определяет полностью компоненты тензора $\overline{v_i' v_j'}$, а из (2.29)–(2.34) – $\overline{v_i' v_j'}$. Система линейных уравнений решена численно методом Гаусса.

Погрешности измерений. Термоанемометрические измерения средних скоростей течения сравнивали с данными, полученными с помощью пневмометрического зонда. Максимальное различие при определении полной скорости составило примерно 5 %. Значения расходов воздуха, полученные интегрированием профиля аксиальной компоненты скорости w_x , отличались в различных сечениях не более, чем на 3 %.

Согласно работе [184], изложенная выше методика термоанемометрических измерений позволяет определять компоненты корреляционного тензора $\overline{v_i' v_j'}$ с погрешностью порядка 5 % от локальной турбулентной энергии. Эту оценку следует признать минимальной и справедливой для тех случаев, когда строго выполняются соотношения (2.24), (2.28) и нить обтекается с локально постоянной по величине и направлению скоростью. В областях с высокими градиентами скоростей (пограничный слой струи, приосевая область интенсивно закрученного потока) различные участки нити обтекаются с различной скоростью, и корректный анализ напряжений на нити становится затруднительным [184]. По этой причине погрешность в определении величин $u_r'^2$, $u_r' w_x'$, $u_r' v_\phi'$, измеряемых с помощью "косого" зонда, выше, чем компонент $w_x'^2$, $v_\phi'^2$, $w_x' v_\phi'$, при измерениях которых нить располагается параллельно стенке. Поэтому точность определения $u_r' w_x'$ и $u_r' v_\phi'$ в пристенной области оказалась неудовлетворительной и эти данные в работе не анализировались.

Погрешность измерений термоанемометром также возрастает в области с высокой интенсивностью турбулентности. Согласно [226] максимальная погрешность при высокой интенсивности турбулентности в измерении величин $\overline{v_i' v_j'}$ составляет примерно 28 %.

Пристенная закрученная струя в канале с открытым торцом (схема I рис. 2.11). Рассмотрим особенности распространения пристенной закрученной струи при наличии на входе в канал эжектируемого потока. Длина канала $L=491$ мм, диаметр $D=75$ мм, высота щели 3,7 мм; расходы $Q_1=0$, $Q_2=$

$=20,9$ г/с; $\varphi_3=54^\circ$; число Рейнольдса по параметрам в щели $Re_3 = \rho_3 \omega_3 s / \mu_3 = 5 \cdot 10^3$. Зонд термоанемометра устанавливался в сечениях 46, 76, 136, 175, 246, 386 мм (координата отсчитывается от среза щели). Значения угла закрутки потока у стенки и интегрального параметра (1.45) по длине канала, характеризующие интенсивность вращения струи, приведены в табл. 2.2.

Таблица 2.2

x/s	12,4	20,5	36,8	47,3	66,5	104,3
φ_R , град	52	52	49	47,5	46	45
M , кг·м ² /с ²	0,0242	0,0225	0,0205	0,019	0,0179	0,0171
G , кг·м/с ²	0,96	0,90	0,88	0,86	0,85	0,85
Ω	0,67	0,67	0,62	0,59	0,56	0,53

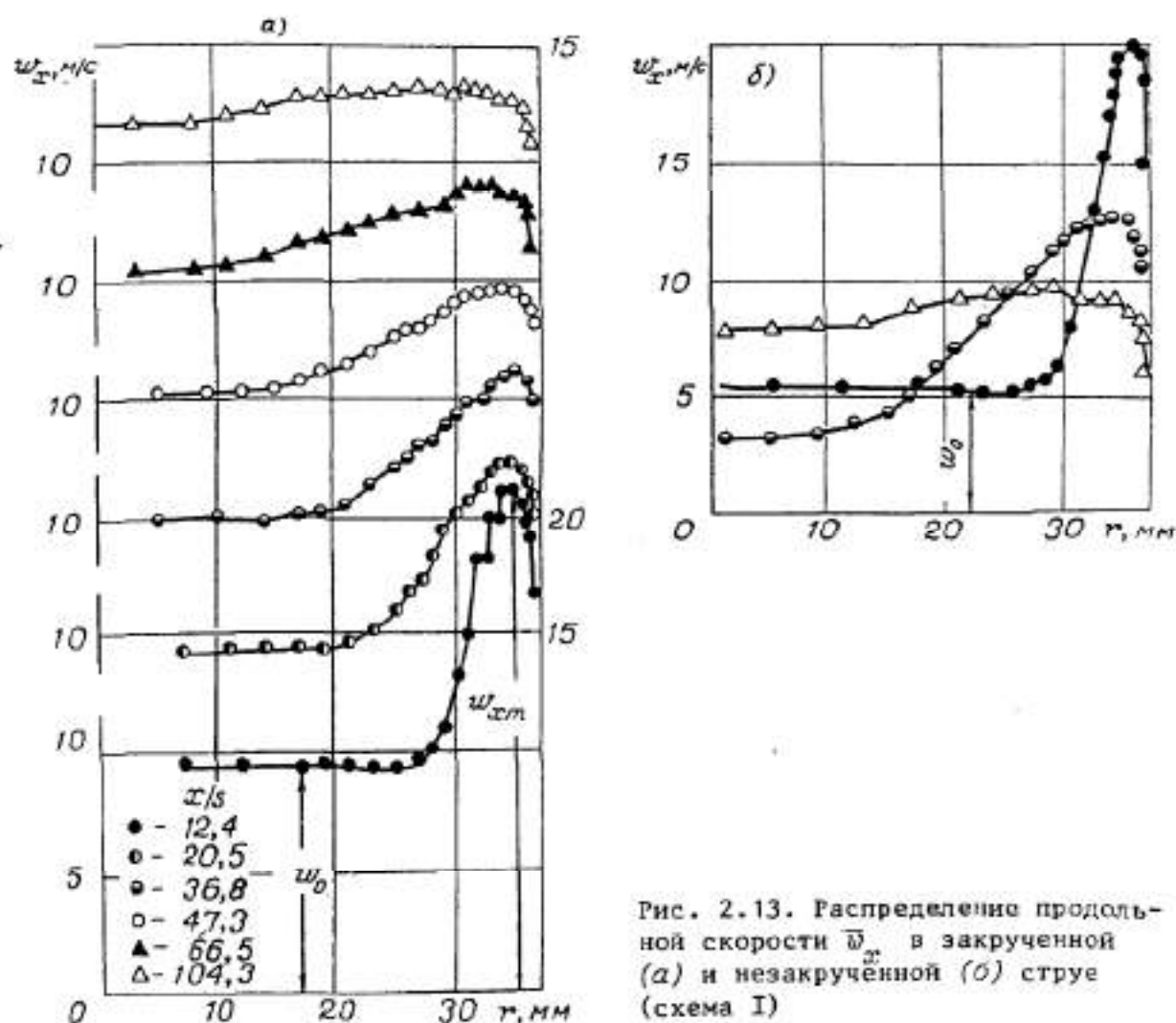


Рис. 2.13. Распределение продольной скорости $\bar{w}_x$ в закрученной (а) и незакрученной (б) струе (схема I)

2.3. Пристенные закрученные струи

Для анализа влияния вращения на структуру потока исследовалась также незакрученная пристенная струя ($Q_1=20,9$ г/с, $Q_2=0$). Течение в канале является результатом взаимодействия периферийной струи и эжектируемой из атмосферы центральной спутной струи. Профили продольной скорости w_x , представленные на рис. 2.13, имеют близкий характер изменения по длине канала, однако закрученная струя отличается от незакрученной большей эжекционной способностью. Например, в сечении $\tilde{x}=x/\vartheta=12,4$ отношение максимальной осевой скорости к скорости в центральной спутной струе w_0 равно 2,33 при вращении струи и 3,74 для незакрученного течения. Полный рас-

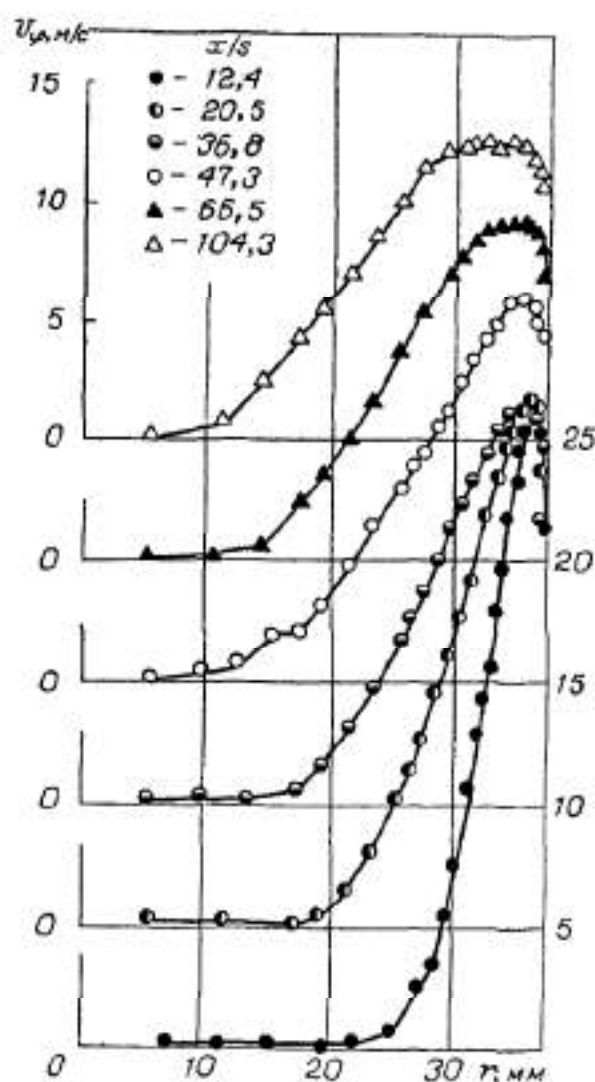


Рис. 2.14. Изменение окружной скорости по длине канала

ход воздуха по всему сечению канала при вращении периферийной струи возрастает по сравнению с незакрученным течением примерно в 1,5 раза; при этом расход воздуха через щель сохранялся постоянным $Q_s = 20,9$ г/с.

Эволюция профилей окружной скорости v_ϕ (рис. 2.14) имеет следующий характер: максимум $v_{\phi m}$ уменьшается по длине и несколько смещается к оси, размер приосевой области незакрученного потока по длине канала уменьшается. Подобный вид

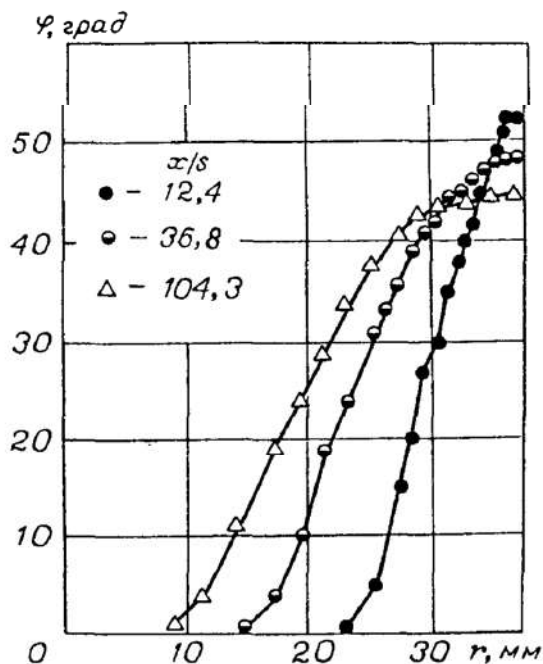


Рис. 2.15. Изменение угла закрутки по радиусу канала

профилей окружной скорости получен также в работе [144]. На рис. 2.15 показано распределение угла закрутки потока $\phi = \arctg(v_\phi/\omega r)$ по радиусу канала: видно, что угол закрутки поперек струи сильно изменяется, а в пристенной области, как и для полностью закрученного потока [20, 177], остается постоянным.

Вид профилей продольной и окружной скоростей (см. рис. 2.13 и 2.14) является типичным для слоев смешения. Характерный для пристенных струй вид сохраняют в этом случае и профили циркуляций, а также угловой скорости (рис. 2.16). Причем ближе

к стенке расположены максимальные значения циркуляции, а наиболее удален максимум угловой скорости ω . На рис. 2.17 представлено обобщение опытных данных об изменении скоростей и циркуляции по толщине слоя смешения струи b . Здесь координата y' отсчитывалась от положения максимума соответствующей компоненты скорости, а $y_{0,5}$ — координата точки, в которой эта компонента равна половине своего максимального избыточного значения $\bar{v}_\Sigma(y_{0,5}) = (v_{\Sigma m} - \omega_0)/2$. Экспериментальные данные хорошо описываются известной формулой Шпахтинга [145]

$$\frac{\omega_x - \omega_0}{\omega_{xm} - \omega_0} = \frac{v_\phi}{v_{\phi m}} = \frac{\Gamma}{\Gamma_m} = \frac{\omega}{\omega_m} \approx [1 - (y'/b)^{1,5}]^2, \quad (2.35)$$

2.3. Пристенные закрученные струи

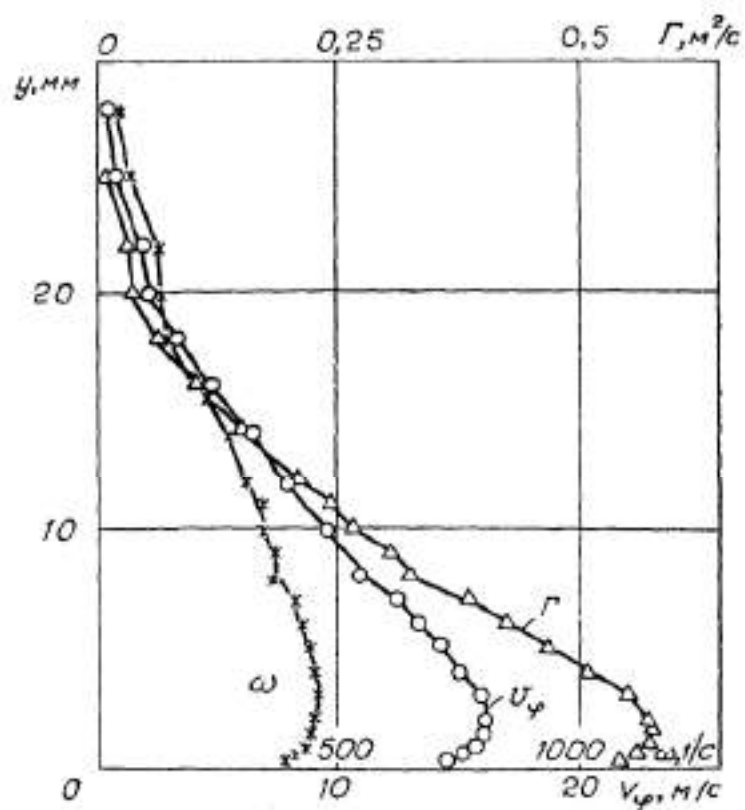


Рис. 2.16. Профили циркуляций, окружных и угловых скоростей в пристенной закрученной струе. $x/\delta = 47,3$

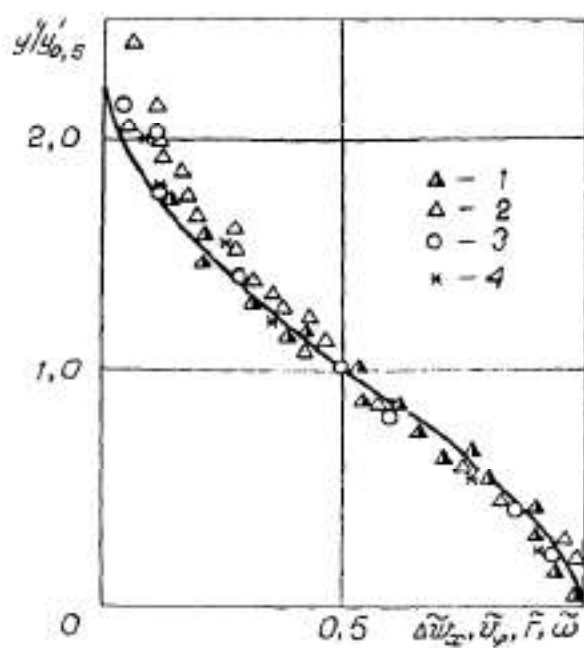


Рис. 2.17. Обобщение профилей продольной, окружной, угловой скоростей и циркуляций. 1- $\tilde{\omega}_x = \Delta\omega_x/\Delta\omega_{xm}$; 2- $\tilde{\Gamma} = \Gamma/\Gamma_m$; 3- $\tilde{v}_\varphi = v_\varphi/v_{\varphi m}$; 4- $\tilde{\omega} = \omega/\omega_m$. Линия - расчет по (2.35)

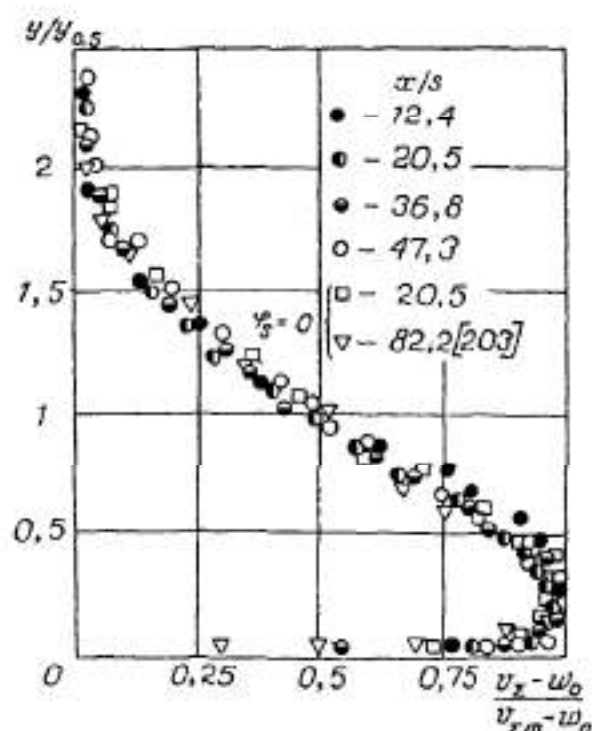


Рис. 2.18. Обобщение опытных данных по полной скорости потока

так что в пределах погрешности эксперимента трудно однозначно ответить, какой из профилей — $\tilde{w}$, $\tilde{\Gamma}$ или $\tilde{v}_\varphi$ совпадает с (2.35) лучше.

Результаты экспериментов можно представить в виде распределения полной скорости $v_\Sigma = \sqrt{w_x^2 + v_\varphi^2}$ по сечению (рис. 2.18). Здесь $v_{\Sigma m}$ — максимальное значение полной скорости. Как видно, в такой обработке опытные данные по полной скорости хорошо обобщаются и совпадают с экспериментами авторов для незакрученной пристенной струи, а также с данными работы [203].

Таким образом, закрученную струю в первом приближении можно рассматривать как некую плоскую, для которой характерной скоростью является полная скорость потока. Влияние центробежных сил при закрутке струи сказывается в основном на законе расширения струи, изменении максимальной скорости по длине канала и ее турбулентных характеристиках; подробный анализ этих данных будет приведен в последующих разделах.

2.3. Пристенные закрученные струи

Пристенная струя с передним глухим торцом (схема II, рис. 2.11). Наличие заглушенного торца на входе в канал ведет к принципиальной перестройке течения. Появляется ряд особенностей, свойственных сильно закрученным течениям: образование зон обратных токов, возникновение акустических колебаний и др. Характеристики закрученного потока схемы II с такими же значениями расходов, как и для течения с открытым торцом, даны в табл. 2.3. Из сравнения данных табл. 2.2 и 2.3 следует, что параметр крутки Ω для длинных камер схемы II в 3÷5 раз выше при тех же расходах и геометрии завихрителя, чем для камер схемы I.

Таблица 2.3

x/s	12,4	36,8	47,3	104,3
Φ_R	72	67	66	64
M , кг·м ² /с ²	0,0252	0,0186	0,0176	0,0172
G , кг·м/с ²	0,219	0,207	0,207	0,207
Ω	3,07	2,38	2,27	2,2

Измерения продольной и окружной компонент скорости по длине канала с глухим торцом показывают (рис. 2.19), что поток является закрученным во всем объеме канала, причем

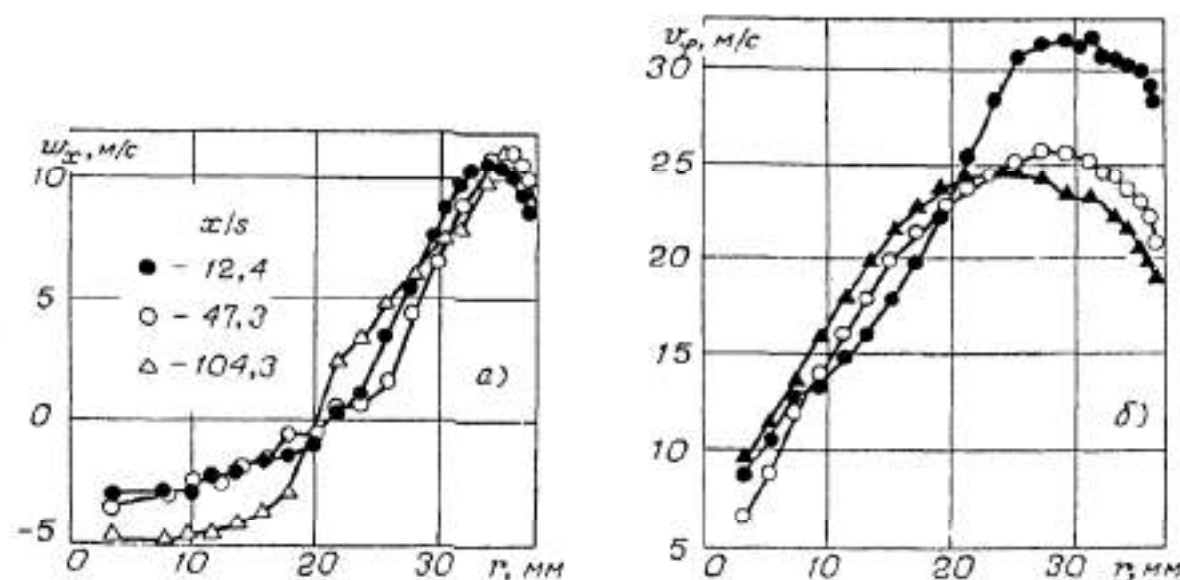


Рис. 2.19. Развитие продольной (а) и окружной (б) компонент скорости в канале с глухим входным торцом

превалирующей является окружная скорость $v_{\phi m} > w_{\text{ст}}$. По длине канала профили осевой и окружной скорости меняются слабо, а в приосевой области тангенциальная скорость описывается законом квазитвердого вращения $v_{\phi} \sim cr$; здесь же имеет место зона возвратного течения. Все указанные особенности свойственны течению в вихревых камерах и могут быть использованы при анализе и обобщении данных по аэродинамике циклонно-вихревых устройств.

Экспериментальное исследование теплообмена в пристенной закрученной струе. При экспериментальном исследовании теплообмена канал 5 (см. рис. 2.11) был выполнен из теплоизолированного материала. Тепловой поток на стенке $q_{\text{ст}} = \text{const}$ создавался с помощью омического нагревателя, представляющего собой тонкую толщину порядка 5 мкм металлическую пленку, напыленную на бумажную основу.

Температура стенки измерялась хромель-копелевыми термомпарами. Суммарная погрешность тепловых измерений, обусловленная потерями теплоты в окружающее пространство и за счет продольных перетечек, по проведенным оценкам не превышала 10 %.

Результаты опытов по теплообмену для течения по схеме I представлены на рис. 2.20. Коэффициент теплообмена опреде-

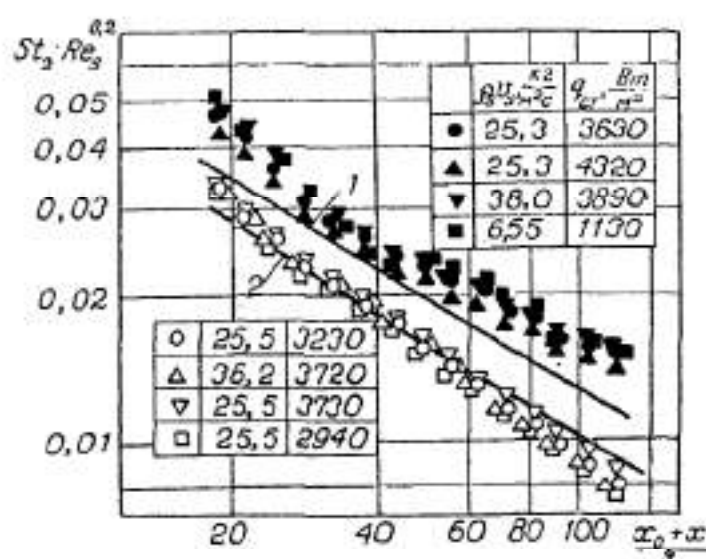


Рис. 2.20. Коллективный теплообмен при течении в канале по схеме I. Светлые точки и 2 — незакрученная струя; темные и 1 — закрученная струя

2.3. Пристенные закрученные струи

лялся по динамическим параметрам в щели $St_2 = q_{CT} / [\rho_g \omega_g (T_{CT} - T_0) c_p]$. Линия 1 рассчитана по формуле, полученной на основе решения интегральных уравнений для закрученной пристенной струи [64],

$$St_2 = 0,113 \bar{x}^{-0,56} Re_g^{-0,2} Pr^{-0,6} \Psi^{0,8} \left(\frac{\mu_{CT}}{\mu_0} \right)^{0,2}. \quad (2.36)$$

При $\Psi = 1$ зависимость (2.36) описывает тепломассообмен в не-закрученной струе [33] (линия 2).

В общем случае для пограничного слоя закрученного потока, как это показано выше, функция тепломассообмена $\Psi = \Psi_\varphi \Psi_\kappa \Psi_T$. Однако анализ экспериментальных данных показал, что суммарное влияние массовых сил на турбулентный перенос невелико, а интенсификация тепломассообмена вызвана в основном увеличением скорости на границе пристенного слоя. Такая же картина наблюдалась в экспериментах по массообмену в неизотермических условиях при наличии в пристенной области закрученной струи, результаты которых приведены на рис. 2.21. Как и в квазиизотермических условиях, влияние массовых сил здесь не превышает 20÷30 %, несмотря на большие значения угла закрутки $\varphi_g \approx 50 \div 70^\circ$. Это объясняется малой толщиной пристенной части струйного пограничного слоя, где происходит

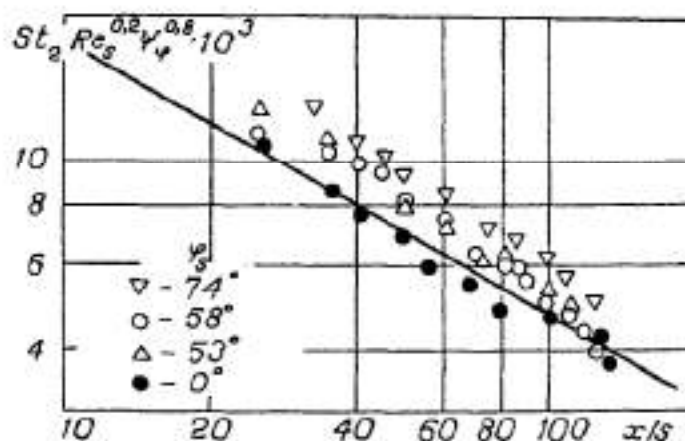


Рис. 2.21. Обобщение опытных данных по массообмену в пристенной закрученной струе в неизотермических условиях. 1 - $\rho_g \omega_g = 52,5 \text{ кг/(м}^2 \text{ с)}$; 2 - 56; 3 - 49; 4 - 50; линия - расчет по формуле $St_2 Re_g^{0,2} \Psi_g^{0,8} = 0,113 \bar{x}^{-0,56} Sc^{0,6} \Psi_T^{0,8} (\mu_{CT}/\mu_0)^{0,2}$

интенсификация тепломассообмена. Кроме того, во внешней части струи происходит подавление турбулентного обмена, которое компенсирует интенсификацию в пристенной области.

При анализе теплообмена в качестве определяющего параметра можно использовать локальные значения максимальной скорости $w_{\text{зм}}$. Если в пристенной закрученной струе в открытом канале максимум осевой скорости существенно падает по длине (см. рис. 2.13, а), то в канале с глухим торцом распределение осевой скорости слабо изменяется по длине (см. 2.19, а, а также [139]). Поэтому при расчете интенсивности тепломассообмена в канале с глухим торцом в качестве стандартного принимался закон теплообмена для пластины, обтекаемой потоком с постоянной скоростью [100],

$$St_0 = 0,0287 Re_x^{-0,2} Pr^{-0,6}, \quad (2.37)$$

откуда для течения закрученной струи в канале с глухим торцом имеем

$$St_1 = 0,0287 Re_x^{-0,2} Pr^{-0,6} (\cos \varphi_R)^{-0,6}. \quad (2.38)$$

Здесь $St_1 = q_{\text{СТ}} / [\rho w_{\text{зм}} (T_{\text{СТ}} - T_0) c_p]$; $Re_x = \rho w_{\text{зм}} x / \mu$.

Экспериментальные данные показывают (рис. 2.22), что как и при течении в открытом канале, основное влияние закрутки на локальный теплообмен сказывается только через от-

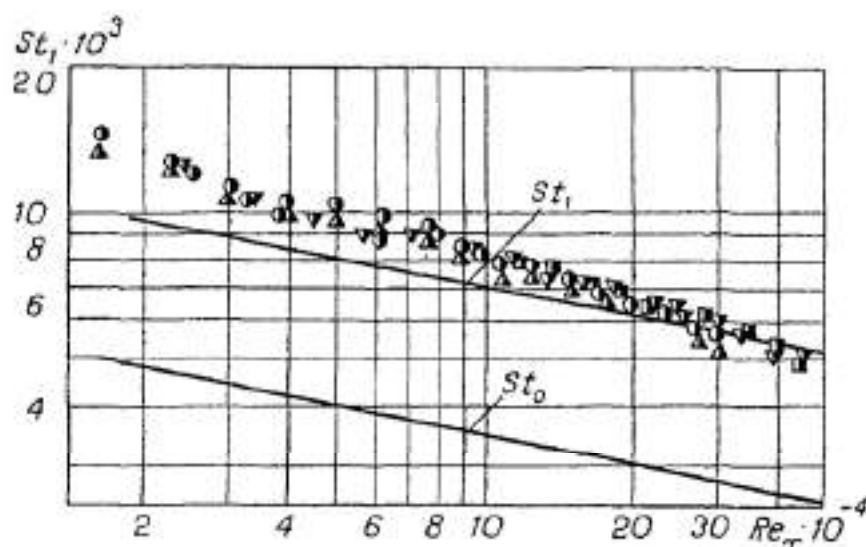


Рис. 2.22. Теплообмен при закрутке струи в канале с глухим торцом.

2.3. Пристенные закрученные струи

носительную функцию Ψ_φ , а влиянием массовых сил можно пренебречь.

В заключение сравним интенсивность конвективного теплообмена в канале при описанных двух схемах организации закрученной струи (рис. 2.23). Здесь все данные обработаны по среднерасходной скорости в щели, и число St_2 в таком виде характеризует, по-существу, изменение коэффициента теплоотдачи α по длине канала. Видно, что до $x/s \approx 30$ коэффициенты теплоотдачи выше для схемы I; далее вниз по потоку интенсивность теплообмена по обеим схемам становится одинаковой. Это объясняется в основном гидродинамикой процесса.

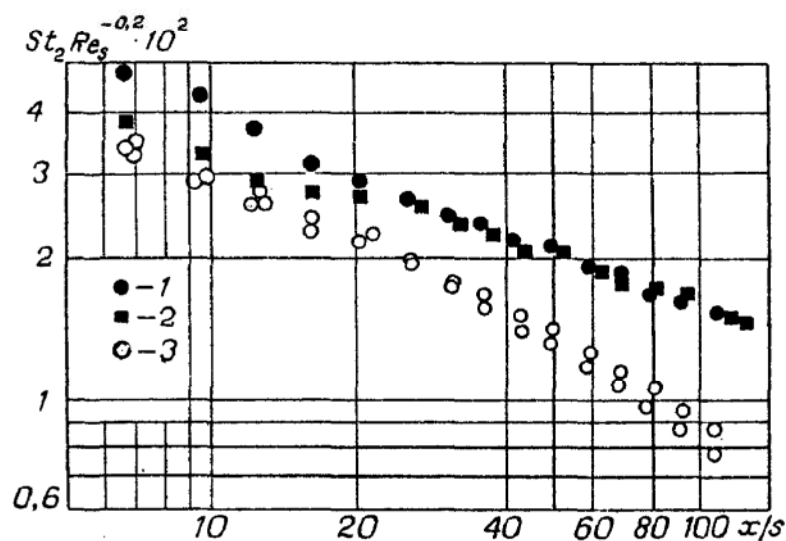


Рис. 2.23. Интенсивность теплообмена при разных схемах закрутки струи: 1 — схема I; 2 — схема II; 3 — незакрученная струя

Хотя в схеме I на входе в канал углы закрутки меньше, чем в схеме II, однако продольная скорость $w_{зм}$ значительно выше, что и определяет более интенсивную теплоотдачу на начальном участке. В последующих сечениях максимальная скорость в закрученной струе схемы I быстро падает, а в канале с заглушенным торцом по всей длине практически не изменяется. В итоге происходит выравнивание коэффициентов теплоотдачи; при этом закрутка струи в обоих случаях приводит к повышению коэффициента теплоотдачи по сравнению с незакрученной струей.

2.4. Турбулентные характеристики пристенных закрученных струй

Информация о турбулентной структуре вращающихся течений более ограничена по сравнению с данными о средних скоростях. В то же время существующие методы расчета аэродинамики и теплообмена в закрученных потоках базируются на различных предположениях о структуре турбулентности, требующих экспериментальной проверки.

Исследование турбулентных характеристик слоев смешения вихревых потоков показало [94, 220], что центробежные силы оказывают сильное влияние на картину течения, и в определенных условиях вращение потока может привести к полной ламинаризации течения и к анизотропии турбулентных характеристик, поскольку наибольшее влияние массовые силы оказывают в радиальном направлении.

В литературе отмечается [129], что градиентные модели не отражают полностью особенностей турбулентного переноса в криволинейных и вращающихся течениях при использовании любого определяющего параметра — окружной, угловой скорости или циркуляции. Более того, в исследованиях [94, 143] показано, что в закрученном потоке существуют области, где турбулентная вязкость отрицательна и энергия турбулентности передается осредненному движению.

Исследование пульсационных характеристик, так же как и средних скоростей, проводилось для двух схем течения пристенных закрученных струй (см. рис. 2.11). Рассмотрим основные особенности турбулентности в пристенных закрученных струях, присущие этим схемам.

Турбулентные характеристики слоя смешения закрученной струи с эжектируемым потоком (схема I). Распределения значений среднеквадратичных пульсаций скорости $w_x'^2$, $v_\varphi'^2$, $u_r'^2$ по радиусу канала для различных расстояний от входа показаны на рис. 2.24. Наибольшие значения наблюдаются на входе в канал; далее вниз по потоку они снижаются. В сечении канала максимумы значений этих турбулентных характеристик располагаются в зоне смешения пристенной и эжектируемой струй. Абсолютные значения пульсационной скорости в продольном и окружном направлении близки между собой для всех рассматриваемых сечений. Пульсации радиальной компоненты скорости в закрученной струе, как это видно из рис. 2.24, зна-

2.4. Турбулентная структура закрученных струй

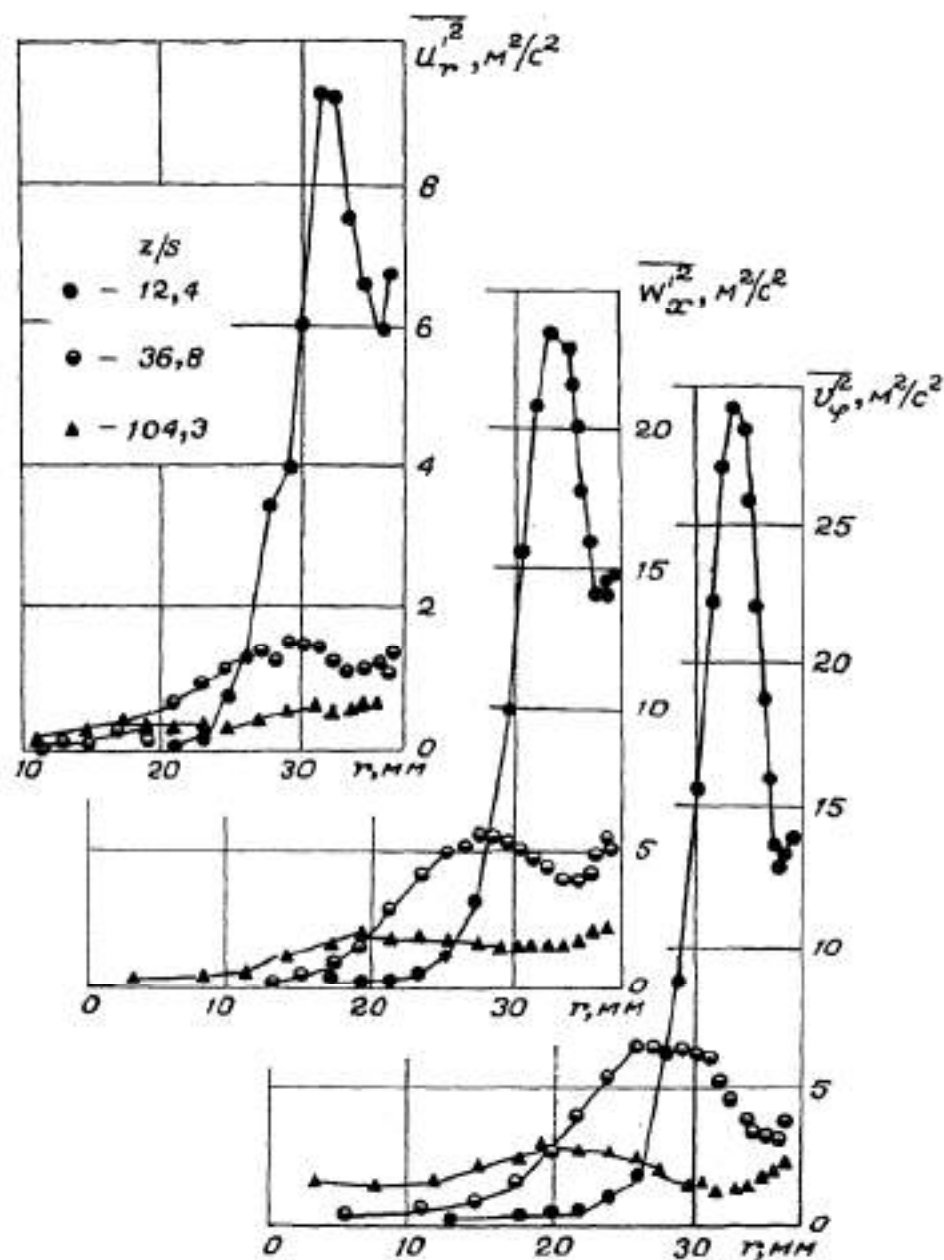


Рис. 2.24. Распределение нормальных напряжений при закрутке пристенной струи

чительно (в 2÷3 раза) ниже, чем пульсации скорости в x и φ -направлениях.

Некоторое возрастание пульсаций скорости наблюдается в пристенной области течения, однако малый размер этой зоны в экспериментах (порядка 1–3 мм) не позволил провести здесь достаточно точных измерений. Особенно это относится к радиальной компоненте тензора напряжений, которая определялась при измерениях зондом с косой нитью.

Как указывалось выше, общая картина течения в канале при организации вращения струи по схеме I определяется, в основном, процессом смешения струи с центральным эжектируемым потоком. При этом закрученную струю можно в первом приближении рассматривать как некую плоскую, масштабом скорости которой является полная скорость потока. Такая аналогия наблюдается не только для осредненных скоростей, но и для

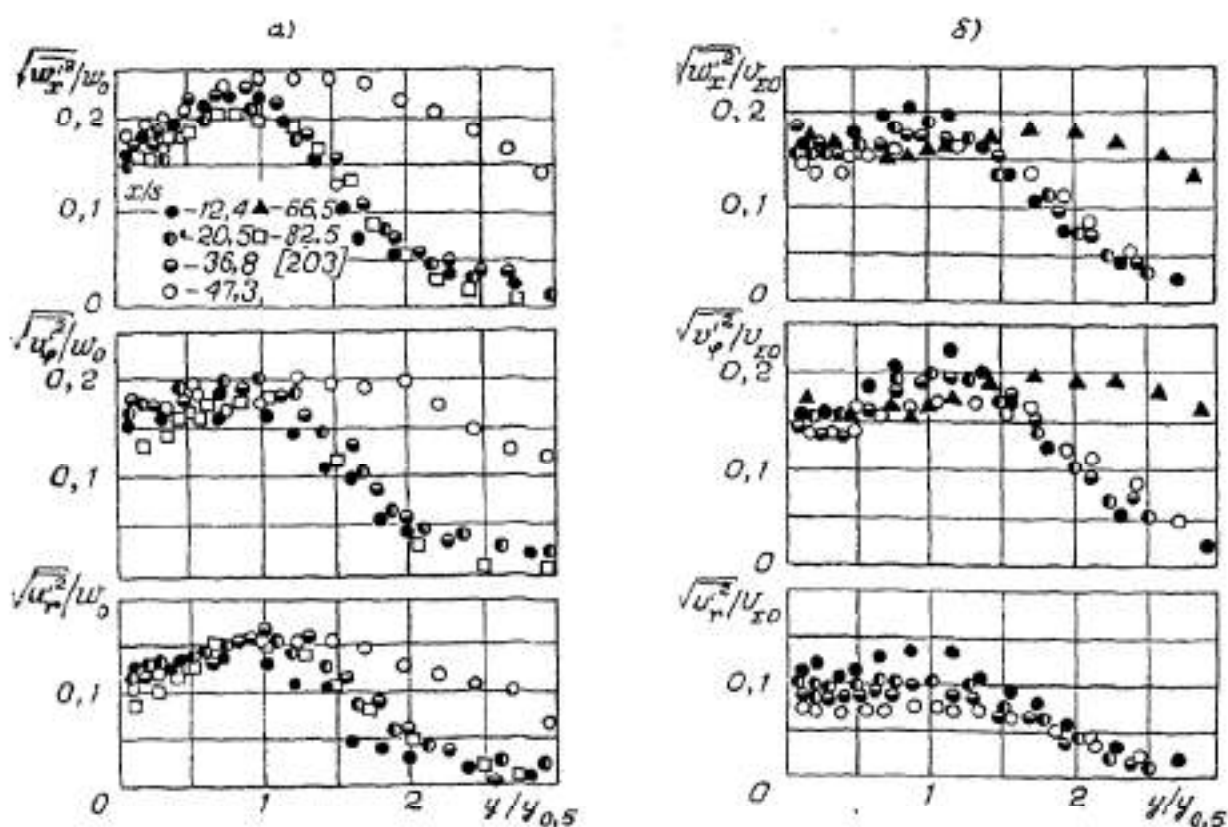


Рис. 2.25. Безразмерные нормальные компоненты тензора корреляций в неза-
крученной (а) и закрученной (б) струях. Данные [203] получены для обте-
кания пластин

2.4. Турбулентная структура закрученных струй

пульсационных характеристик слоя смешения. Об этом свидетельствуют экспериментальные данные по нормальным компонентам тензора корреляций (рис. 2.25) для незакрученной и закрученной струй. Характерным масштабом скорости для закрученной струи служила максимальная полная скорость с учетом спутности течения. Как видно, в такой обработке данные для незакрученной и закрученной струй качественно согласуются между собой, но для закрученной струи наблюдается снижение (особенно во внешней области) относительных значений интенсивности турбулентности.

При обтекании струей выпуклой поверхности, как свидетельствуют эксперименты работы [193], имеет место увеличение пульсационных скоростей по сравнению с плоским течением. В нашем случае (обтекание вогнутой стенки) закрутка приводит к подавлению турбулентных пульсаций. Особенно сильно вращение потока сказывается на радиальной компоненте тензора напряжений, снижая ее значение в сечении $x/s=36,8$ по сравнению с незакрученным течением примерно в 1,5 раза (рис. 2.26).

Итак, вращение потока воздействует на турбулентную структуру, главным образом, через поперечную пульсацию скорости u_r' , что подтверждает правильность основных допущений, положенных в основу модели переноса импульса и тепла в закрученных потоках, изложенной в гл. 1.

В зоне смыкания струй профили $\sqrt{v_i'^2}/\bar{v}_{\Sigma 0}$ отклоняются от автомодельной формы, причем для закрученной струи, как видно из рис. 2.25, это отклонение имеет место при больших значениях x/s , чем для незакрученной, т.е. область смыкания закрученных струй смещается вниз по потоку.

Проанализируем локальные зоны активного и пассивного воздействия центробежных сил на пульсационное движение в пристенной закрученной струе. Для этого используем выражение для числа Ричардсона в форме (1.67). Учитывая, что в эксперименте распределения циркуляций и продольной скорости во внешней части закрученной струи близки к профилю Шлихтинга, после подстановки (2.35) в (1.67) получим следующую зависимость для числа Ричардсона

$$Ri = \frac{2}{3} \frac{\tilde{b}}{\tilde{r}} \frac{\sqrt{\tilde{b}/(1-\tilde{r})} - (1-\tilde{r})/\tilde{b}}{1+K^2}. \quad (2.39)$$

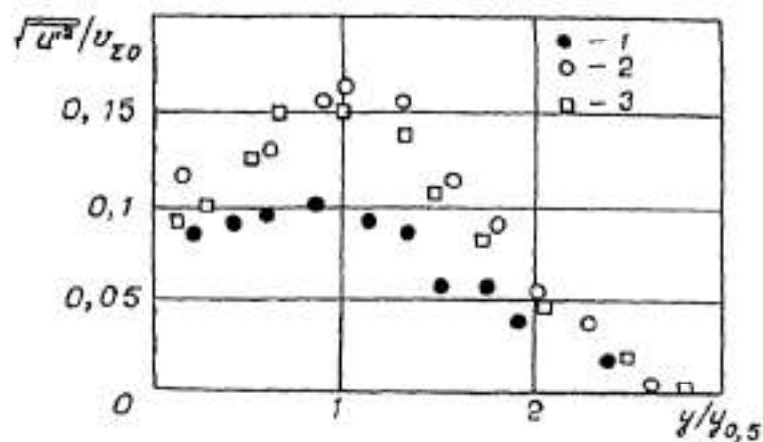


Рис. 2.26. Радиальная компонента пульсационной скорости в закрученной (1) и незакрученной (2) струях в канале, $x/b = 36,8$; 3 - плоская струя $x/b = 82,5$ [203]

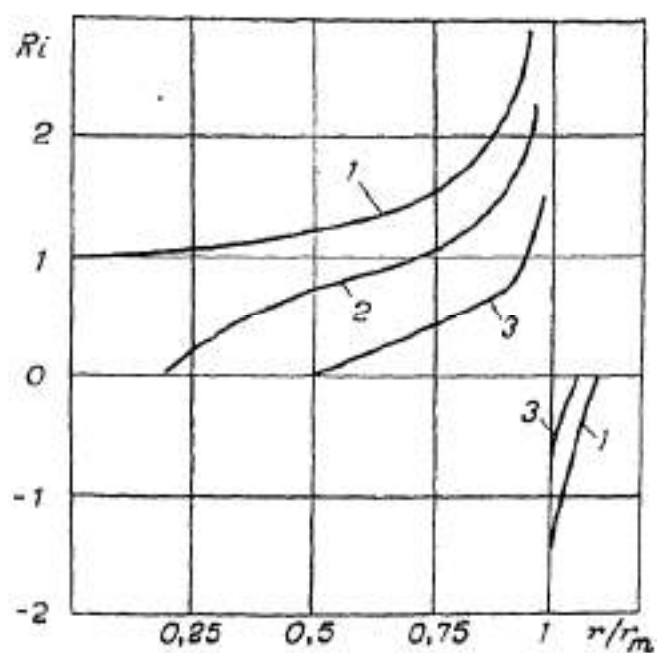


Рис. 2.27. Изменение локального числа Ri по радиусу канала при закрутке струи. 1 - $b/r_m = 1$; 2 - 0,8; 3 - 0,5

Здесь $K^2 = (w_{xm} - w_{x0})^2 r^2 / \Gamma_m^2$; $\tilde{r} = r/R$; $\tilde{b} = b/R$.

Расчет распределения числа Ричардсона по сечению канала (рис. 2.27) проведен для случая $(w_{xm} - w_{x0})^2 r^2 / \Gamma_m^2 \ll 1$, что отвечает условиям экспериментов. В пристенной части струи полагалось, что циркуляция изменяется по степенному закону

$$\Gamma / \Gamma_m = [(R - r) / (R - r_m)]^{\nu}, \quad (2.40)$$

где $r_m = R - \delta_m$ — координата максимальной скорости и число Ричардсона рассчитывалось по формуле (1.67) с использованием (2.40).

Во внешней части струи, где $d\Gamma/dr > 0$ и $Ri > 0$, должно иметь место подавление турбулентности; в пристенной области $Ri < 0$, и здесь происходит интенсификация процессов турбулентного обмена. Как видно из рис. 2.27, с увеличением ширины слоя смешения возрастают локальные значения чисел Ричардсона, причем во внешней части они заметно выше, чем в пристенном пограничном слое.

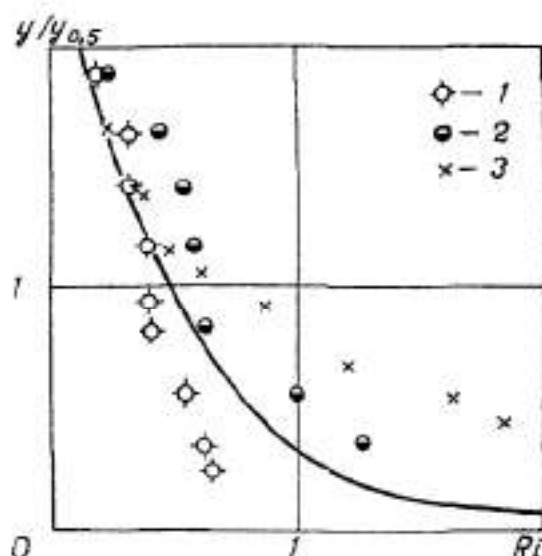


Рис. 2.28. Изменение числа Ричардсона по толщине слоя смешения. $x/s = 36,8$; $\tilde{b} = 0,54$
Линия — расчет (2.39)

На рис. 2.28 дается сопоставление расчета по формуле (2.39) с экспериментальным распределением числа Ричардсона по толщине слоя смешения. Производные от экспериментальных профилей скоростей, необходимые для вычисления числа Ri , определялись с использованием сглаживающих кубических

Гл. 2. ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ЗАКРУТКЕ ПОТОКА

сплайн-функций. Точки 1 на рис. 2.28 соответствуют опытным данным, обработанным по формуле (1.67). Однако в литературе нет устоявшегося мнения о наиболее адекватно отражающем процесс представлении критерия Ri [188, 189]. Поэтому здесь же приведены еще данные, обработанные в предположении, что энергия турбулентности, производимая касательными напряжениями, определяется градиентом окружной скорости (точки 2)

$$Ri = \frac{2\nu_{\varphi}}{r^2} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \left[\left(\frac{\partial w_x}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r} \right)^2 \right]^{-1} \quad (2.41)$$

и градиентом угловой скорости [87] (точки 3)

$$Ri = \frac{2\nu_{\varphi}}{r^2} \frac{\partial \Gamma}{\partial r} \left[\left(\frac{\partial w_x}{\partial r} \right)^2 + \left(r \frac{\partial \omega}{\partial r} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (2.42)$$

Во внешней части экспериментальные данные для трех форм числа Ri лежат достаточно близко между собой и совпадают с расчетной зависимостью (2.39). При приближении к стенке опытные данные расходятся, и здесь трудно отдать предпочтение какой-либо форме числа Ri . Однако в первом приближении для оценок влияния вращения можно использовать выражение (2.39).

Число Ричардсона в форме (2.39) является локальной характеристикой воздействия центробежных сил на турбулентный перенос в струях и изменяется по толщине пограничного слоя. Для описания процессов переноса удобно ввести среднее по сечению число Ричардсона, например, в форме

$$\overline{Ri} = \frac{1}{b} \int_{R-b}^R Ri dr = \frac{1}{b} \int_{1-\tilde{b}}^1 Ri d\tilde{r}. \quad (2.43)$$

Используя (2.39) и полагая, что $\delta \rightarrow 0$, $r_m \rightarrow R$ из (2.43) получим для среднеинтегрального числа Ричардсона оценку

$$\overline{Ri} = \frac{2}{3(1+K^2)} \left[1 + \frac{\ln(1-\tilde{b})}{\tilde{b}} + \sqrt{\tilde{b}} \ln \frac{1+\sqrt{\tilde{b}}}{1-\sqrt{\tilde{b}}} \right]. \quad (2.44)$$

Результаты расчета интегрального числа Ричардсона по формуле (2.44) для $K^2 \ll 1$ показывают (рис. 2.29), что оно возрастает при увеличении ширины струи, и при небольших ее значениях в первом приближении можно принять $\overline{Ri} \approx b/R$ (штри-

2.4. Турбулентная структура закрученных струй

ховая линия $\bar{Ri} = b/R$). Таким образом, интегральным масштабом, характеризующим воздействие центробежных сил на турбулентность, является отношение ширины слоя смешения к радиусу канала. Следует отметить, что подобная картина имеет место и при анализе пограничных слоев на криволинейных поверхностях, где интегральным аналогом числа Ричардсона является отношение толщины пограничного слоя к радиусу кривизны $\bar{Ri} \approx \delta/(R_\kappa n)$.

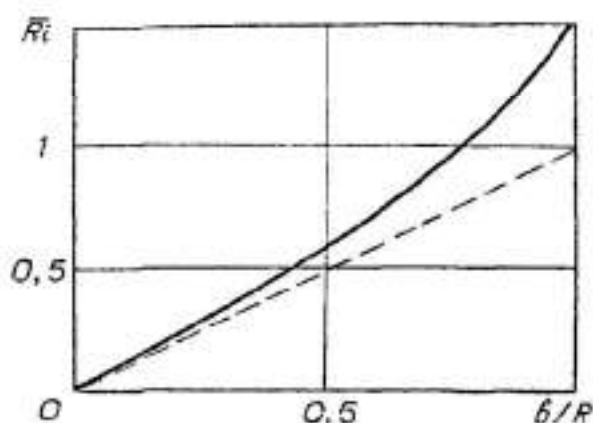


Рис. 2.29. Изменение числа Ричардсона в зависимости от ширины струи

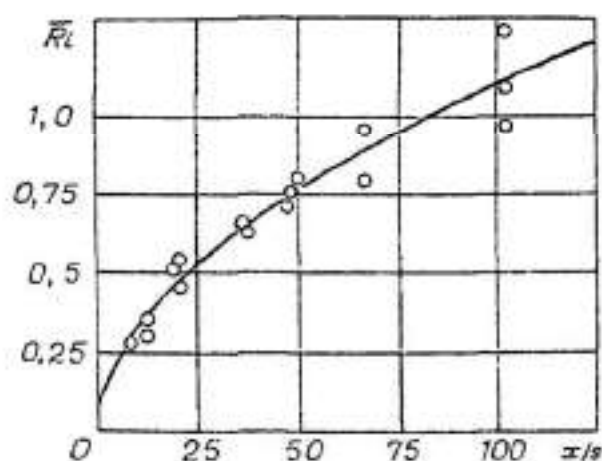


Рис. 2.30. Изменение числа Ричардсона по длине канала при закрутке пристенной струи. Расчет по (1.67)

Максимальное значение числа Ричардсона достигается при смыкании струйного пограничного слоя на оси канала ($b/R=1$). Как показали расчеты, при распределении профилей продольной скорости и циркуляции в форме (2.35), максимальное значение числа Ричардсона равно 1,59.

Поскольку ширина струи по длине канала возрастает, то число Ричардсона также растет вниз по течению (рис. 2.30), т.е. воздействие центробежных сил на пульсационное движение в канале постепенно увеличивается. Как видно, максимальное значения числа $\bar{Ri}$ в экспериментах составляло порядка единицы, и по данным работ [142, 144] при этих условиях должна иметь место ламинаризация течения. Это подтверждается и нашими экспериментами, например, из рис. 2.25 следует, что радиальная компонента тензора напряжений $\sqrt{u_r^2}/v_{\Sigma 0}$ уменьшается по мере удаления от среза щели.

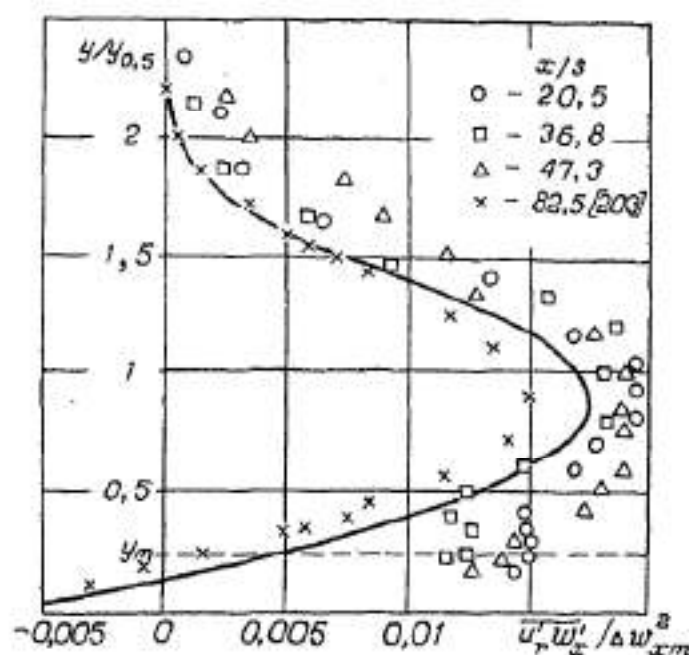


Рис. 2.31. Распределение касательных напряжений в незакрученной струе

Проанализируем влияние вращения на распределение компонент рейнольдсовых напряжений по сечению канала. Вначале были измерены корреляции $\overline{u'_r w'_x}$, определяющие турбулентное касательное напряжение τ_{rx} для незакрученной струи. Данные, обработанные по максимальной избыточной продольной скорости $(w_{xm} - w_{x0})$, качественно согласуются с результатами экспериментов и расчетной кривой для плоской пристенной струи [203, 219] (рис. 2.31). Некоторое количественное отличие результатов экспериментов [203] от полученных нами обусловлено, по-видимому, осесимметричностью кольцевой струи. Результаты по распределению корреляции $\overline{u'_r w'_x}$ в незакрученном потоке использовались в дальнейшем в качестве "стандартных" при анализе влияния вращения на турбулентную структуру потока.

Измерение турбулентных характеристик показало, что для незакрученной струи корреляция $\overline{u'_r v'_\varphi} \approx 0$. При закрутке периферийной струи значения $\overline{u'_r v'_\varphi}$ и $\overline{u'_r w'_x}$, определяющие касательные напряжения $\tau_{r\varphi}$ и τ_{rx} , имеют одинаковый порядок (рис. 2.32). При этом корреляция $\overline{w'_x v'_\varphi}$ оказалась малой по сравнению с $\overline{u'_r v'_\varphi}$ и $\overline{u'_r w'_x}$.

2.4. Турбулентная структура закрученных струй

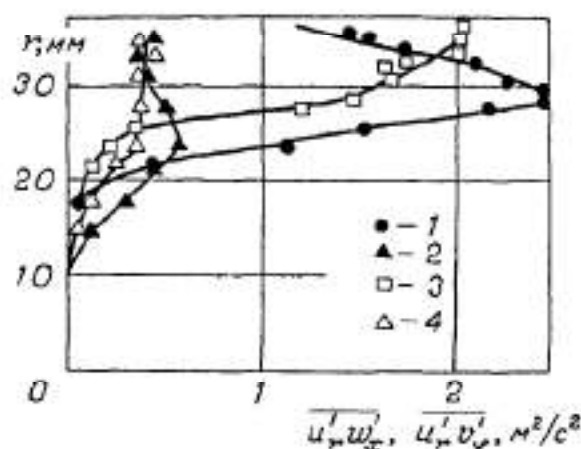


Рис. 2.32. Распределение корреляций и пристенной закрученной струе. Темные точки — $u_r'w_x'$; светлые — $u_r'v_\phi'$; 1 и 3 — $x/s = 20$, $\overline{Ri} = 0,45$; 2 и 4 — $x/s = 66$, $\overline{Ri} = 0,9$

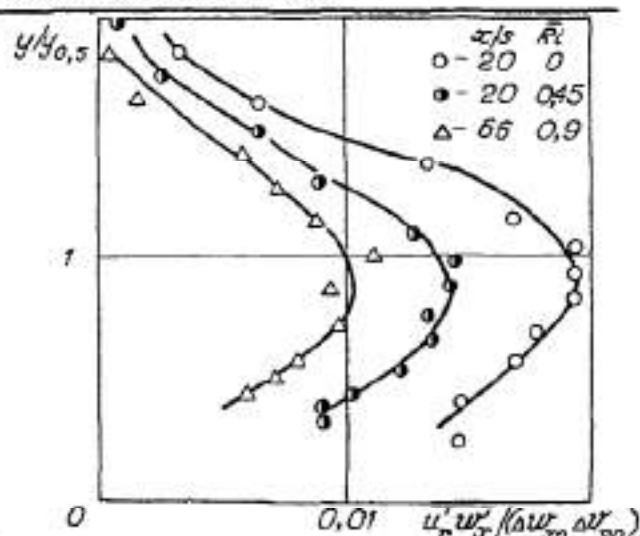


Рис. 2.33. Относительные касательные напряжения в продольном направлении при закрутке струи

Опытные данные по турбулентным напряжениям в продольном направлении были обработаны (рис. 2.33) с учетом пространственности течения $u_r'w_x' / (\Delta w_{x0} \Delta v_{\Sigma 0}) = f(y/y_{0,5})$, при этом в качестве масштаба принято произведение максимальных избыточных продольной ($\Delta w_{x0} = w_{xm} - w_0$) и полной ($\Delta v_{\Sigma 0} = v_{\Sigma m} - w_0$) скоростей. Из рис. 2.33 видно, что вращение потока сильно воздействует на касательное напряжение в продольном направлении. Так, при $\overline{Ri} \approx 0,9$ во внешней части закрученной струи воздействие центробежных сил вдвое снижает относительные значения касательных напряжений по сравнению с незакрученной струей.

Особенно сильное влияние вращение струи оказывает на турбулентное трение в тангенциальном направлении (рис. 2.34). Здесь относительное значение турбулентного трения в тангенциальном направлении значительно (примерно в 5 раз) ниже, чем в продольном направлении при том же значении числа Ричардсона. Это свидетельствует о существенной анизотропии турбулентности во вращающемся потоке.

Большой интерес для разработки теории вращающихся течений представляет анализ компонент турбулентной вязкости и длин пути перемешивания. В рамках "старой" теории свободной

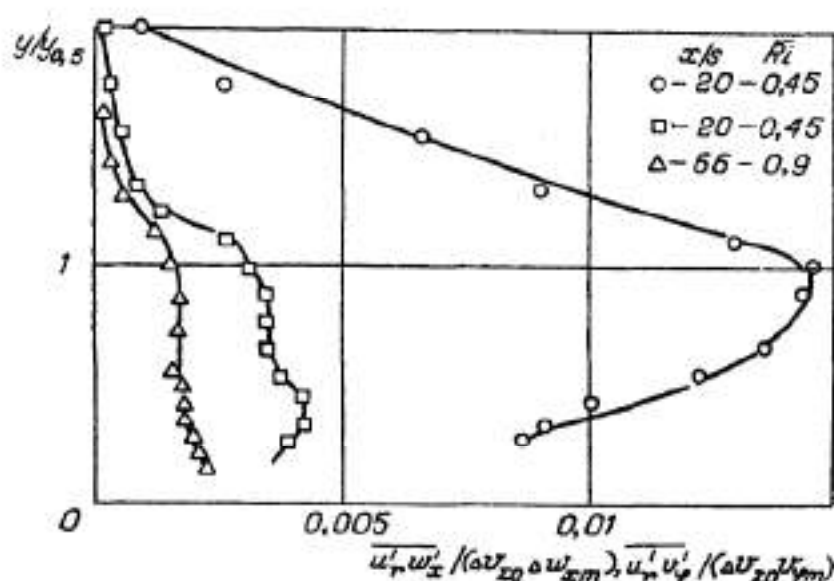


Рис. 2.34. Турбулентные напряжения в закрученной струе: $\circ$ - в продольном направлении; $\square, \Delta$ - в тангенциальном

турбулентности Прандтля выражение для турбулентной вязкости пространственного пограничного слоя можно записать:

1) для вязкости в продольном направлении -

$$(\nu_T)_x = -\overline{w'_x u'_r} / (\partial w_x / \partial r); \quad (2.45)$$

2) для вязкости в окружном направлении с использованием в качестве масштаба окружной, угловой скоростей и циркуляции -

$$(\nu_T)_\varphi = -\overline{v'_\varphi u'_r} / (\partial v_\varphi / \partial r); \quad (2.46)$$

$$(\nu_T)_\omega = -\overline{v'_\varphi u'_r} / [r(\partial \omega / \partial r)]; \quad (2.47)$$

$$(\nu_T)_\Gamma = -\overline{v'_\varphi u'_r} / [(1/r)(\partial \Gamma / \partial r)]. \quad (2.48)$$

Для длин путей перемешивания выражения имеют вид

$$l_{\tau i}^2 = \nu_{\tau i} \left\{ \left(\frac{\partial w_x}{\partial r} \right)^2 + \left[r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{v_\varphi}{r} \right) \right]^2 \right\}^{-1/2}, \quad (2.49)$$

причем для окружного направления длину пути смешения можно получить на основе градиентных представлений, используя в качестве масштабных величин v_φ , ω или Γ .

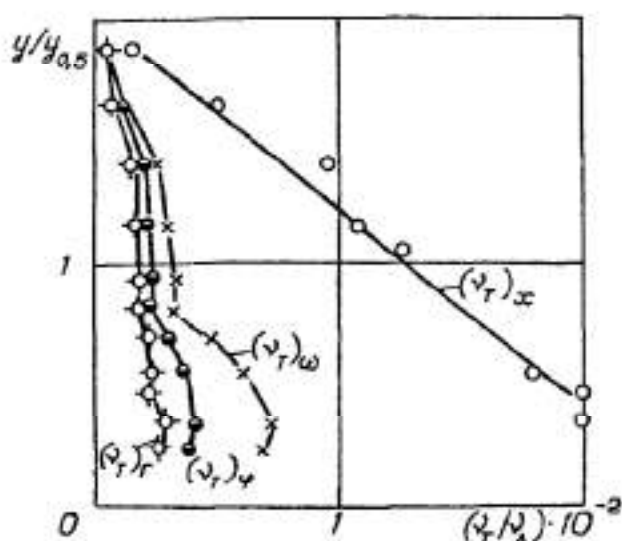


Рис. 2.35. Распределение компонент турбулентной вязкости в слое смешения закрученной струи; $x/s = 36,8$; $\bar{Ri} = 0,6$

На рис. 2.35 представлены опытные данные для компонент турбулентной вязкости, отнесенных к молекулярному значению вязкости ν_λ . Вращение потока приводит к сильной анизотропии турбулентной вязкости, значительно снижая ее окружную компоненту. Такие же результаты показали эксперименты при других числах Ri , причем значения окружной компоненты могут снижаться до значений, близких к молекулярной вязкости. Необходимо заметить, что значения турбулентной вязкости для окружного направления, определенные по градиентам v_φ , ω и Γ (фор-

мулы (2.46)–(2.48)) оказались близкими между собой. Это свидетельствует об адекватности формул (2.46)–(2.48) для турбулентной вязкости в рассматриваемых условиях.

Значения длины пути перемешивания вначале находили для незакрученной струи. Опыты при различных расстояниях от входа дали значение $l/b \approx 0,11$, что коррелирует с результатами исследований слоев смешения [145].

Для закрученной струи (рис. 2.36, а) длина пути смешения осевого течения l_x/b уменьшается по сравнению с незакрученной струей. Однако значительно сильнее (более чем в 3 раза) уменьшается длина пути смешения в окружном направлении. Подобная картина наблюдается и для коэффициентов корреляций

$$R_{xr} = \frac{\overline{w_x' u_r'}}{\sqrt{\overline{w_x'^2}} \sqrt{\overline{u_r'^2}}}; \quad R_{\varphi r} = \frac{\overline{u_r' v_\varphi'}}{\sqrt{\overline{u_r'^2}} \sqrt{\overline{v_\varphi'^2}}}. \quad (2.50)$$

Для течения без закрутки коэффициент корреляции R_{xr} близок к значению для свободной турбулентности, равному 0,5 [145]. Для закрученной струи, как это следует из рис. 2.36, б, значение коэффициента корреляции $R_{\varphi r}$ снижается до $0,1 \div 0,2$, что вызывает в свою очередь снижение турбулентного трения.

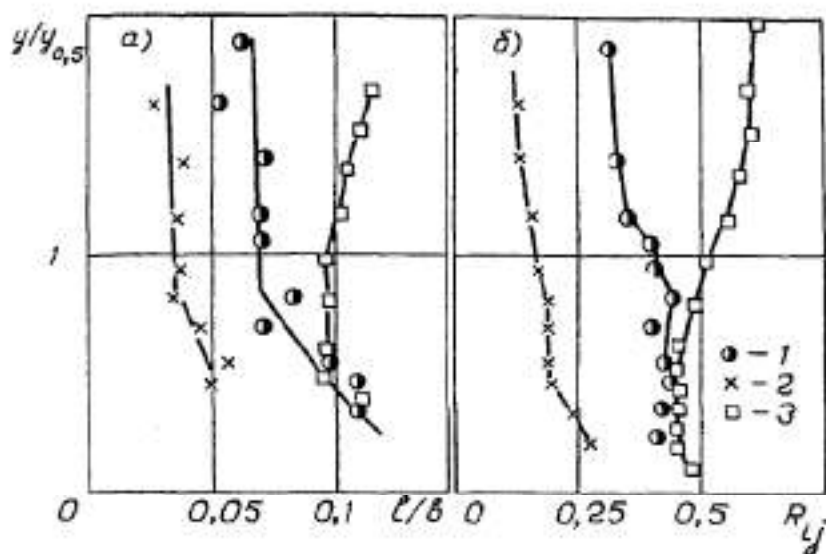


Рис. 2.36. Длина пути смешения (а) и коэффициенты корреляции (б) в закрученной (1, 2) и незакрученной (3) струях: 1 - xz - компонента; 2 - yz - компонента

Основной особенностью течения с закруткой является стабилизирующее влияние вращения на эжектируемую спутную струю. Данные по распределению интенсивности турбулентности $\epsilon = \sqrt{(1/3)(\overline{w_x'^2} + \overline{w_y'^2} + \overline{w_z'^2})} / \Delta v_{\Sigma 0}$ по радиусу канала (рис. 2.37) показывают, что вблизи щели ($x/s = 12,4$) распределение интенсивности приблизительно одинаково для закрученного и незакрученного потоков; далее вниз по потоку наблюдается существенное различие, например, при $\bar{x} = 66,5$ в центральной области канала $\epsilon < 4\%$ при закрутке и $\epsilon > 20\%$ для незакрученного течения. Подобный эффект отмечался также рядом исследователей [103, 143, 204].

Измерение спектра пульсаций скорости в пристенных струях проводилось в направлении вектора скорости. Полученные спектры (рис. 2.38) в виде зависимости $F(K)/y_{0,5}$ от $Ky_{0,5}$ в струйной области закрученного и незакрученного потоков совпадают и соответствуют результатам, полученным при обтекании пластины [171]. Здесь $F(K) = v_{\Sigma} v_{\Sigma f}^2 / (2\pi \Delta f v_{\Sigma}^2)$ - спектральная функция; $K = 2\pi f / v_{\Sigma 0}$ - волновое число; f - частота; Δf - ширина пропускания частот фильтра; $v_{\Sigma f}^2$, v_{Σ}^2 - среднеквадратичные пульсации соответственно в полосе фильтра и в общей полосе частот.

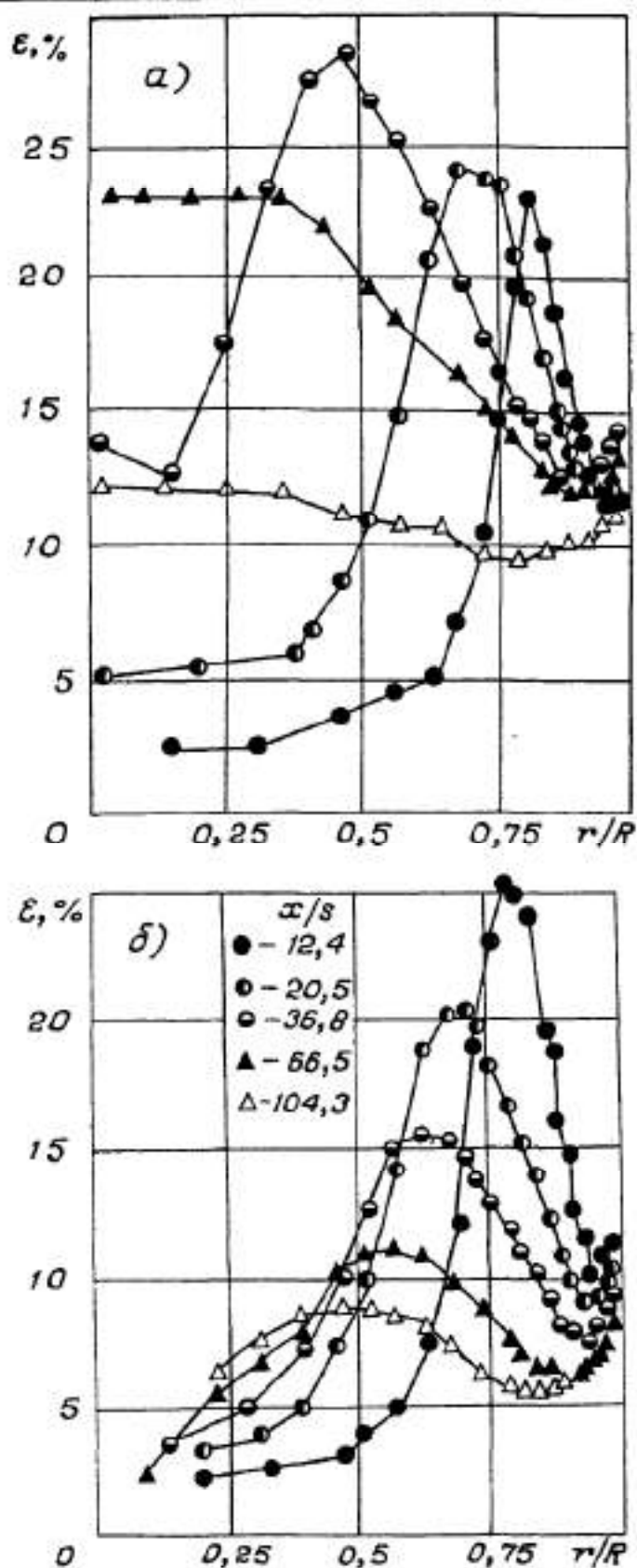


Рис. 2.37. Интенсивность турбулентности в канале при организации течения по схеме 1 для незакрученной (а) и закрученной (б) струй

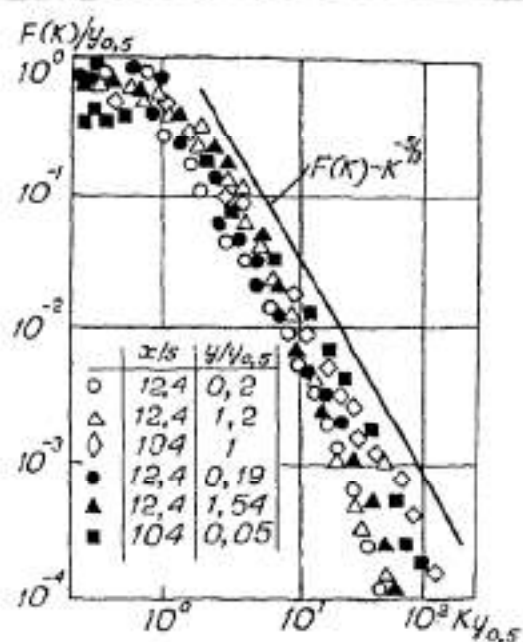


Рис. 2.38. Обобщение спектров пульсаций скорости. Темные точки - при закрутке периферийного потока; светлые - незакрученная струя

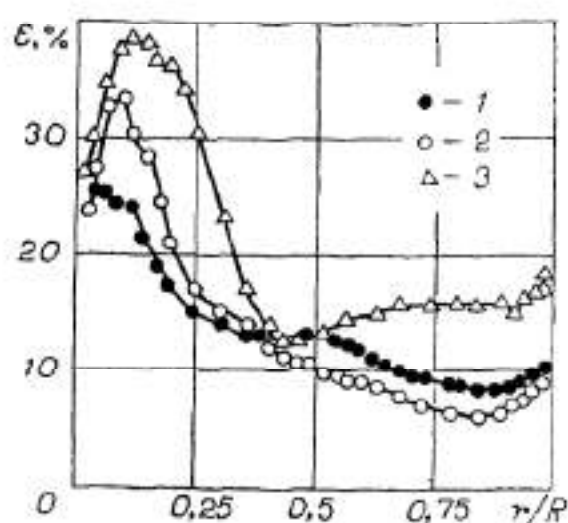


Рис. 2.39. Интенсивность турбулентности при закрутке периферийного потока в канале с глухим торцом. 1 - $x/s=12,4$; 2 - 47,3; 3 - 104,3

О турбулентных характеристиках закрученной струи в канале с глухим торцом (схема II). Как было показано выше, характерной особенностью закрученной струи в канале с глухим торцом является слабое изменение по длине профилей продольной и окружной скорости (см. рис. 2.19), а также наличие обратного тока в приосевой области. Соответственно и пульсационная структура потока существенно отличается от течения закрученной струи с эжекцией спутного потока. Интенсивность турбулентности (рис. 2.39) в пристенной зоне вначале падает (примерно до 10 % при $\bar{x}=12,4$ и до 7 % в сечении $\bar{x}=47,3$) и далее возрастает к выходу из канала до 17 %. Наибольшего значения турбулентные пульсации достигают в области возвратного тока, непрерывно возрастая по длине, и при $\bar{x}=104,3$ $\epsilon \approx 35$ %. Сходный вид имеют опытные данные, полученные для диафрагмированных вихревых камер [19].

Измерениями установлено также, что вблизи выхода из канала преобладают пульсации окружной скорости ($\overline{v_{\varphi}^2} \approx 2 \div 2,5 \overline{v_x^2}$). При этом в канале было обнаружено наличие мощных акустических колебаний, сопровождающихся характерным звуком. Исследо-

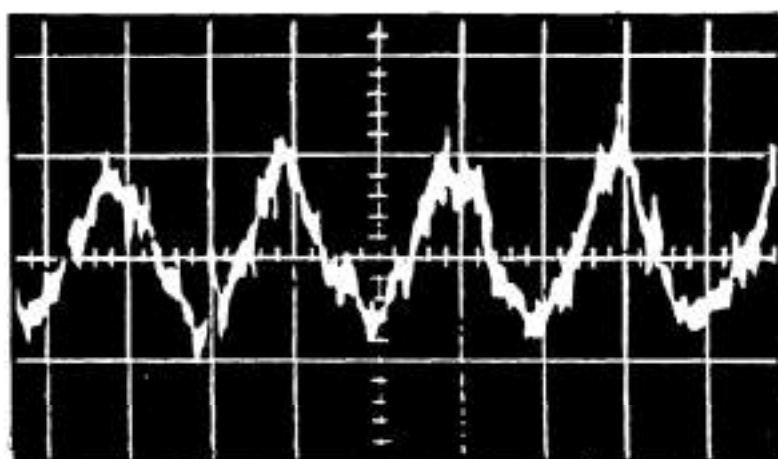


Рис. 2.40. Осциллограмма сигнала с нити термоанемометра при наличии автоколебательного процесса, $x = 386$ мм, $y = 3$ мм

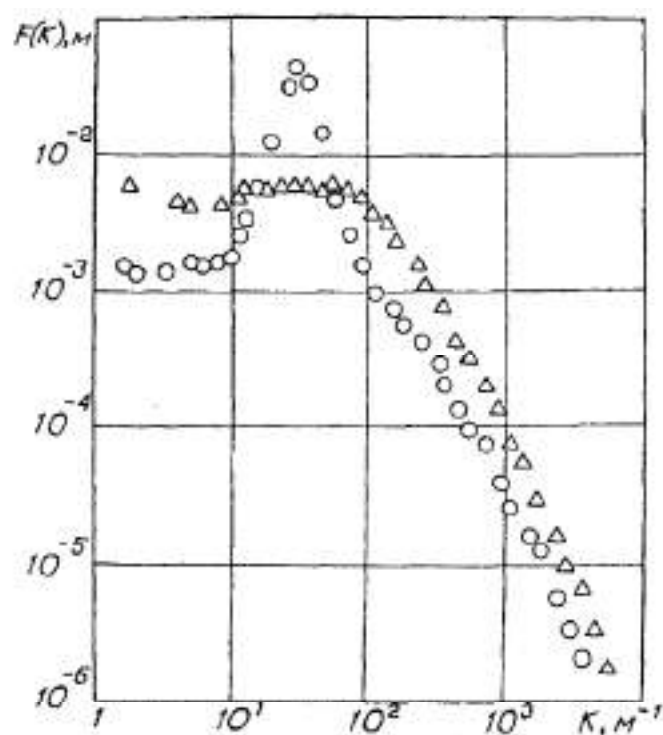


Рис. 2.41. Спектр пульсационной скорости при закрутке струи в канале с глухим торцом: $\circ$ — при генерации акустических колебаний; Δ — автоколебания устранены

вания ряда авторов [52, 89, 191] показали, что генерация акустических колебаний связана с гидродинамической неустойчивостью течения и прецессией вихревого ядра вокруг оси. В наших экспериментах получено, что частота акустических колебаний линейно возрастает с увеличением расхода газа. В основном режиме течения, при котором проводились измерения, частота автоколебаний составляла примерно 100 Гц. Соответствующие осциллограмма сигнала термоанемометра и спектр пульсационной скорости представлены на рис. 2.40, 2.41. Форма сигнала близка к синусоидальной, а спектральная функция имеет характерный пик, отвечающий автоколебательному процессу.

2.5. Метод расчета аэродинамики закрученных пристенных струй

Расчет аэродинамики полуограниченных закрученных струй представляет собой сложную задачу. Основные трудности теоретического анализа обусловлены пространственным характером течения, а также необходимостью учета воздействия центробежных сил на интенсивность процесса турбулентного переноса. Одним из перспективных методов исследования сложных течений является численное решение задач с использованием $k-\epsilon$ моделей турбулентности. В работах [200, 214, 223, 224] приводятся результаты расчетов турбулентных пространственных и вихревых течений, выполненных на базе $k-\epsilon$ моделей, свидетельствующие об удовлетворительном совпадении с экспериментом. Однако опыт использования подобных моделей турбулентности для расчета вихревых струйных течений является пока еще небольшим. Причем главные трудности возникают при подборе эмпирических коэффициентов, что обусловлено влиянием поля массовых сил. Эти проблемы обсуждаются в работах [221, 224].

В работе [115] приводятся результаты численного расчета динамики пристенной закрученной струи в канале. Не останавливаясь на деталях программы расчета, отметим лишь, что использовалась вычислительная процедура, подобная разработанной в [228, 229]. Программа позволяла решать уравнения эллиптического типа, описывающие течения с зонами рециркуляции. В модели турбулентности использовали стандартные универсальные константы [221], а воздействием массовых сил пренебрегали. Наши экспериментальные данные, изложенные в

2.5. Расчет пристенных закрученных струй

§§ 2.3, 2.4, явились базовыми для проверки работоспособности k -е модели для пристенных закрученных течений.

Подробное сопоставление расчетных и экспериментальных данных для незакрученной и закрученной пристенной струи в [123] показало хорошее совпадение расчета и эксперимента для компонент средних скоростей как для незакрученной, так и закрученной струй. Неплохое согласование получено и для кинетической турбулентности $k = (\overline{v_\phi'^2} + \overline{u_\chi'^2} + \overline{w_x'^2})/2$ (рис. 2.42). В целом удовлетворительное совпадение с экспериментом, как это показано в [115, 123], наблюдается и для турбулентного напряжения сдвига $\overline{w_x' u_\chi'}$. Наибольшие отклонения расчета и эксперимента наблюдаются для рейнольдсовых напряжений в $r\phi$ направлении (рис. 2.42, б). Поскольку турбулентность в исследуемом закрученном потоке не изотропна, то логичное объяснение различий между расчетом и экспериментом в этом случае состоит в некорректности предположения об изотропности турбулентной вязкости, положенного в основу модели турбулентности. Таким образом, дальнейшее совершенствование модели, по всей вероятности, заключается в не изотропном представлении турбулентной вязкости, для чего необходимо решение отдельных уравнений переноса для всех составляющих турбулентных напряжений.

Широкое распространение при расчетах полуограниченных струй получили интегральные методы [33, 128, 145]. Обладая простотой, они, как правило, дают конечные аналитические формулы, результаты расчетов по которым с достаточной для практики точностью совпадают с экспериментом по основным параметрам — трению, теплоотдаче, интегральным характеристикам. Подобные методы использовались и при анализе закрученных пристенных струй [64, 152]. Однако влияние массовых центробежных сил на параметры струй при этом подробно не анализировалось.

Для решения интегральных соотношений импульса, момента количества движения, энергии и массы необходимо определить автомодельные профили продольной и окружной скорости, а также законы расширения струи и изменения максимальных значений компонент скорости по длине обтекаемой поверхности.

В дальнейшем будем анализировать два типа закрученных струй — обтекающую цилиндр (внешняя задача) и развивающуюся в цилиндрическом канале (внутренняя задача). Принципиальное отличие этих схем течения заключается в том, что воздействие массовых сил в них носит противоположный характер, а

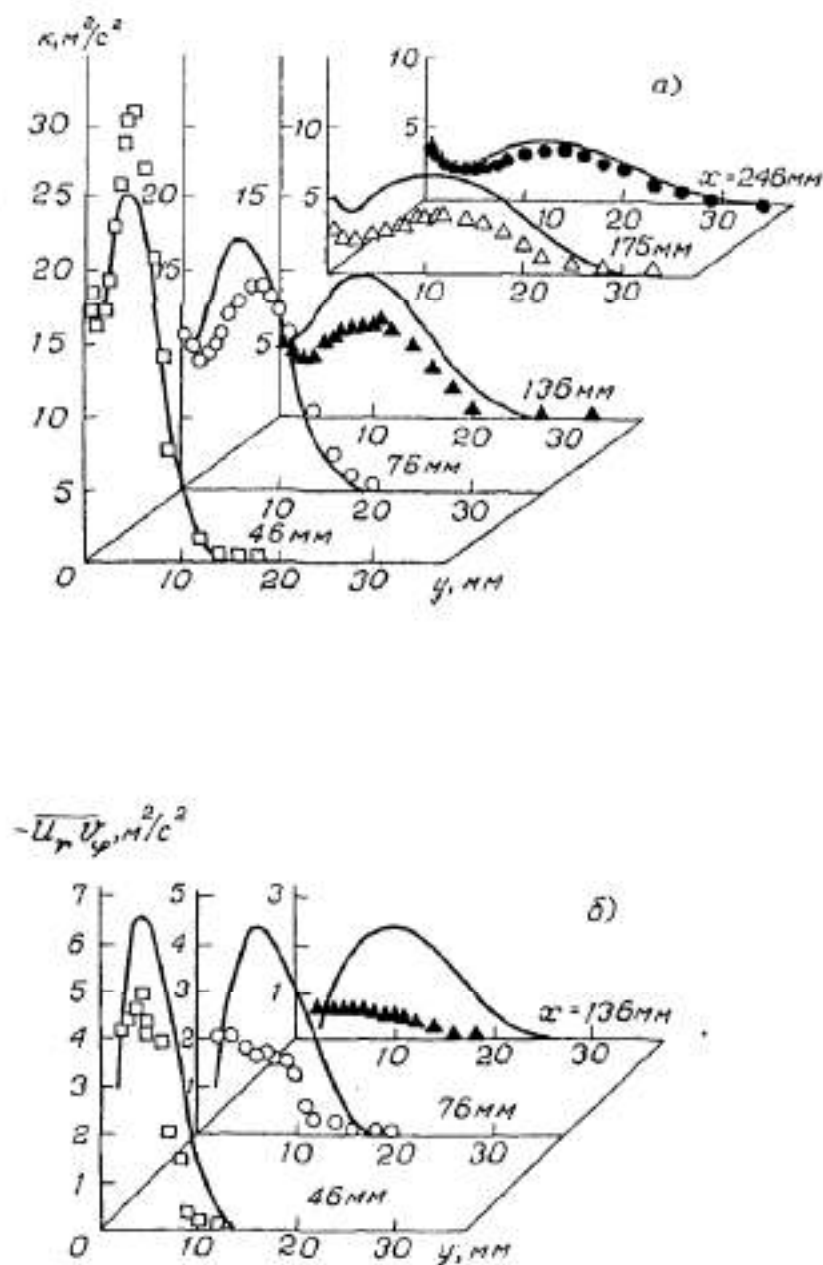


Рис. 2.42. Сопоставление расчетных и экспериментальных данных по кинетической энергии турбулентности k (а) и турбулентным напряжениям $u_p u'_p$ (б) в вихревой струе. Точки - эксперимент [123]; линии - расчет [115]

2.5. Расчет пристенных закрученных струй

числа Ричардсона в соответствующих зонах имеют разные знаки. Так, во внешней части струи, обтекающей цилиндр ($Ri < 0$), происходит интенсификация, а для струи в канале ($Ri > 0$) – подавление процессов обмена. В пристенной части струи, так же как и для пограничных слоев с продольной кривизной, обтекание выпуклой стенки вызывает снижение, а вогнутой стенки – увеличение трения и тепломассоотдачи.

Для решения задачи используем автомодельный профиль скорости, полученный в виде суперпозиций функций, учитывающих развитие пограничного слоя и струи, при соответствующих граничных условиях [24]

$$w_x = w_{m0} \xi^n (b/\delta)^n \left[\left(1 - \frac{w_0}{w_{m0}} \right) (1 - \xi^{1,5})^2 + \frac{w_0}{w_{m0}} \right]. \quad (2.51)$$

Здесь δ – толщина пограничного слоя, на которую распространяется влияние стенки; $\xi = y/b$; w_0 – скорость спутного течения; w_{m0} – максимальная скорость при отсутствии потерь на трение. Сопоставление (2.51) с экспериментальными данными [41, 239] для незакрученных и закрученных пристенных струй в широком диапазоне параметра спутности w_0/w_{m0} показало хорошее их совпадение [24].

Выражение (2.51) может быть использовано и для расчета профиля окружной скорости в струе. Так, при отсутствии вращения в спутном потоке ($v_0 = 0$) профиль окружной скорости запишется в виде

$$v_\varphi = v_{m0} \xi^n (b/\delta)^n (1 - \xi^{1,5})^2. \quad (2.52)$$

Здесь v_{m0} – максимальное значение окружной скорости при отсутствии потерь момента количества движения на трение. При записи (2.52) полагалось, что δ и b для окружного и продольного направлений совпадают.

Из уравнений (2.51) и (2.52) можно найти распределение угла закрутки потока, необходимое при анализе процессов тепломассопереноса и трения,

$$\text{tg} \varphi = \frac{v_\varphi}{w_x} = \frac{v_{m0}}{w_{m0}} (1 - \xi^{1,5})^2 \left[\left(1 - \frac{w_0}{w_{m0}} \right) (1 - \xi^{1,5})^2 + \frac{w_0}{w_{m0}} \right]^{-1}. \quad (2.53)$$

Значение угла закрутки потока на стенке ($\xi \rightarrow 0$) определяется формулой

$$\operatorname{tg} \varphi_{\text{CT}} = v_{m0} / w_{m0}. \quad (2.54)$$

Распределение максимального значения продольной w_{m0} и окружной v_{m0} компонент скорости по длине обтекаемой поверхности может быть найдено из законов сохранения импульса и момента количества движения

$$\int_R^{R+b} 2\pi w_x^2 r dr = \int_R^{R+s} 2\pi w_s^2 r dr + \int_{R+s}^{R+b} 2\pi w_0^2 r dr; \quad (2.55)$$

$$\int_R^{R+b} 2\pi v_\varphi w_\varphi r^2 dr = \int_R^{R+s} 2\pi v_s w_s r^2 dr. \quad (2.56)$$

Здесь w_s, v_s — продольная и окружная скорости в щели; верхний знак соответствует обтеканию цилиндра, а нижний — течению в канале. Уравнения (2.55), (2.56) после подстановки в них профилей (2.51), (2.52) легко интегрируются и дают расчетные формулы для продольной компоненты скорости

$$\frac{w_{m0}}{w_s} = \frac{1}{m} \left\{ 1 - \frac{0,45 \pm 0,129b/R}{0,316 \pm 0,067b/R} + \sqrt{\left(\frac{0,45 \pm 0,129b/R}{0,316 \pm 0,067b/R} \right)^2 + \frac{(s/b)(m^2-1)(1 \pm s/2R)}{0,316 \pm 0,067b/R}} \right\} \quad (2.57)$$

и угла закрутки на стенке

$$\operatorname{tg} \varphi_{\text{CT}} = \operatorname{tg} \varphi_s \left(\frac{w_s}{w_{m0}} \right)^2 \frac{s}{b} \left(1 \pm \frac{s}{R} + \frac{1}{3} \frac{s^2}{R^2} \right) \left[0,316 \pm \right. \\ \left. \pm 0,133 \frac{b}{R} + 0,0222 \frac{b^2}{R^2} + \frac{w_0}{w_{m0}} \left(0,134 \pm 0,126 \frac{b}{R} + 0,033 \frac{b^2}{R^2} \right) \right]^{-1}, \quad (2.58)$$

где $m = \rho_s w_s / \rho_0 w_0$. Незвестной величиной в (2.57), (2.58) является ширина струи b , изменяющаяся по длине канала.

Воспользуемся методом, аналогичным разработанному в [145] для незакрученных струй, в котором закон расширения струи записывается в виде

$$db/dt = u_r'. \quad (2.59)$$

Здесь u_r' — пульсационная скорость в радиальном направлении. Для ее определения используем результаты анализа пограничных слоев с продольной кривизной, изложенные в гл. 1. Тогда выражение для пульсационной скорости u_r' по аналогии с (1.8) запишется

2.5. Расчет пристенных закрученных струй

$$u_r' = u_{r0}' f, \quad (2.60)$$

где u_{r0}' - пульсационная скорость в радиальном направлении при отсутствии воздействия центробежных сил, но с учетом пространственности течения, определяется по формуле

$$\begin{aligned} u_{r0}' &= l_0 |\vec{\omega}_\Sigma| / b = c_0 \sqrt{(\omega_m^2 - \omega_0^2) + v_m^2} \\ &= c_0 |\omega_m - \omega_0| \sqrt{1 + \frac{\tan^2 \varphi_{\text{СТ}}}{1 - 1/m}}. \end{aligned} \quad (2.61)$$

Здесь $l_0 = c_0 b$ - длина пути смещения для струи без закрутки; c_0 - константа турбулентности.

В уравнении (2.60) функция f учитывает влияние центробежных сил на пульсации радиальной скорости и определяется из уравнений (1.12) и (1.16), а число Ричардсона, характеризующее в этих выражениях воздействие массовых сил, описывается формулой (1.67).

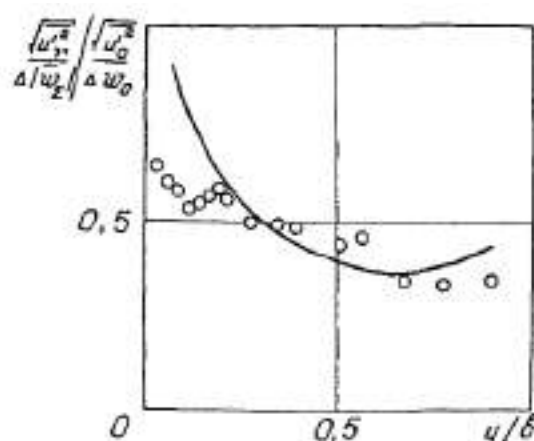


Рис. 2.43. Радиальная компонента пульсационной скорости в пристенной закрученной струе

Сопоставление наших экспериментальных и расчетных данных по пульсационной скорости в радиальном направлении для пристенной струи в канале представлено на рис. 2.43 в виде отношения безразмерных пульсационных скоростей для закрученной и незакрученной струй в сечении $x/s=20$, где ширина их одинакова. Линией здесь нанесен расчет по формулам (2.60) и (2.61) с использованием (1.16) и (1.67). Как видно, теория правильно отражает экспериментальные дан-

ные, что говорит о справедливости допущений, положенных в основу модели турбулентного переноса. При этом центробежные силы вызывают значительное подавление пульсаций скорости в радиальном направлении.

Для интегрирования уравнения (2.59) удобно получить эффективное значение числа Ричардсона, не зависящее от попе-

речной координаты. Интегральным аналогом числа Ричардсона (1.67) будет величина

$$Ri = A \frac{b}{R} \sin^2 \varphi_{CT}, \quad (2.62)$$

где A , как показал анализ, незначительно изменяющаяся в зависимости от b/R величина, которую в дальнейшем мы примем постоянной. Полагая, что угол закрутки слабо меняется вдоль струи, что подтверждается экспериментально [41], получаем закон расширения струи в канале

$$b/s = \left\{ \left[\frac{3AJ \sin^2 \varphi_s}{2R} + \left(1 + A \frac{b_0}{R} \sin^2 \varphi_s \right)^{3/2} \right]^{2/3} - 1 \right\} \frac{R}{A s \sin^2 \varphi_s} \quad (2.63)$$

и для внешнего обтекания струей цилиндра

$$b/s = \left\{ \left[\frac{A \sin^2 \varphi_s J}{2R} + \left(1 + A \sin^2 \varphi_s \frac{b_0}{R} \right)^{1/2} \right]^2 - 1 \right\} \frac{R}{A s \sin^2 \varphi_s}. \quad (2.64)$$

В формулах (2.63) и (2.64) величина J определяется выражением:

$$J = 2c_0 s \sqrt{1 + \frac{\operatorname{tg}^2 \varphi_s}{(1-1/m)^2}} \int_0^{\bar{x}} \frac{|\omega_m - \omega_0|}{\omega_m + \omega_0} d\bar{x}. \quad (2.65)$$

Здесь значение ω_m в первом приближении может быть найдено из формулы

$$\frac{\omega_m - \omega_0}{\omega_s - \omega_0} = c_1 \bar{x}^{-0,5}, \quad c_1 = 3,8, \quad (2.66)$$

которая при $\omega_0 = 0$ переходит в известную зависимость для затопленных струй [30]. Пригодность использования (2.66) для закрученных струй подтверждается тем обстоятельством, что закрутка струи, как об этом свидетельствует эксперимент [41, 77], слабо сказывается на изменении максимальной скорости. В итоге, подставляя ω_m в (2.65) и интегрируя, получим

$$J = 2c_0 c_1 s \sqrt{1 + \frac{\operatorname{tg}^2 \varphi_s}{(1-1/m)^2}} |m-1| \left[\sqrt{\bar{x}} - \frac{c_1(m-1)}{2} \times \right. \\ \left. \times \ln \frac{2\sqrt{\bar{x}} + (m-1)c_1}{c_1(m+1)} + \frac{c_1 m}{m+1} \right]. \quad (2.67)$$

2.5. Расчет пристенных закрученных струй

Итак, выражения (2.63), (2.64) совместно с (2.67) позволяют рассчитать закон расширения струи и после подстановки в (2.57) и (2.58) найти изменение максимальной скорости и угла закрутки по длине канала. Достаточно просто можно определить трение и тепломассоотдачу, воспользовавшись для этого решением интегральных соотношений импульса и энергии для закрученной струи [63, 64].

Проанализируем влияние различных факторов на процесс развития пристенных закрученных струй. Влияние параметра

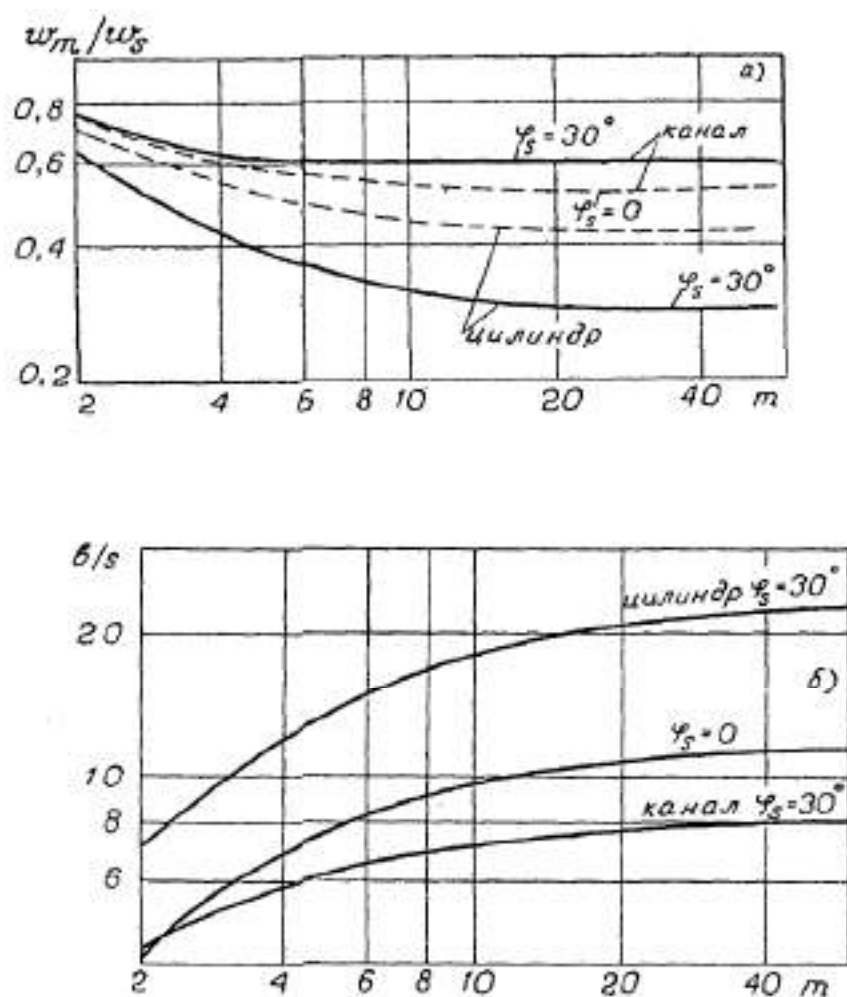


Рис. 2.44. Влияние параметра спутности на изменение максимальной скорости (а) и ширину струи (б)

спутности m на закон изменения максимальной скорости и характер расширения пристенных струй иллюстрирует рис. 2.44. Здесь представлены расчеты для фиксированного расстояния от среза щели $x/\delta=50$, а закрученные струи рассчитывались для начального угла закрутки $\varphi_0=30^\circ$. Характерно, что параметр спутности слабее влияет на изменение максимальной скорости при течении в канале, чем при обтекании цилиндра. Данные для закрученной и незакрученной струй в канале близки между собой и в отличие от внешнего течения значение w_m/w_0 в закрученной струе в канале выше, чем при отсутствии закрутки.

Параметр спутности оказывает сильное влияние на ширину струи (рис. 2.44, б). Следует отметить, что закрутка струи при обтекании цилиндра приводит к ее существенному расширению, тогда как в канале при $m > 2,2$ происходит уменьшение ширины закрученной пристенной струи относительно незакрученной. Это связано с влиянием центробежных сил на пульсации скорости в радиальном направлении.

Особенно наглядно влияние интенсивности вращения на расширение пристенных струй показано на рис. 2.45. С увеличением начального угла закрутки при обтекании цилиндра происходит интенсивное возрастание ширины струи при различных параметрах спутности. При течении струи в канале характер расширения имеет сложный вид: при сильной спутности ($m=2$) наблюдается слабое возрастание ширины струи с увеличением начального угла закрутки φ_0 , а для затопленной струи ($m=\infty$) вначале b/δ падает, а затем начинает возрастать. Это связано с тем, что при течении в канале центробежные силы и увеличение градиентов скорости за счет закрутки влияют на расширение струи противоположным образом, тогда как при обтекании цилиндра оба этих фактора приводят к расширению струи.

Сопоставление расчетных и опытных данных о ширине струи приводятся на рис. 2.46. Постоянная A в (2.63), (2.64) при расчетах принималась равной 16, как для внешнего, так и внутреннего течений, что давало достаточно хорошее совпадение с экспериментом. Константа турбулентности при течении в канале принята равной $\sigma_0=0,14$, а при внешнем обтекании $\sigma_0=0,09$. Такие значения констант дают наилучшее согласование с опытом для незакрученных струй, а их различие между собой объясняются, вероятно, особенностями распространения

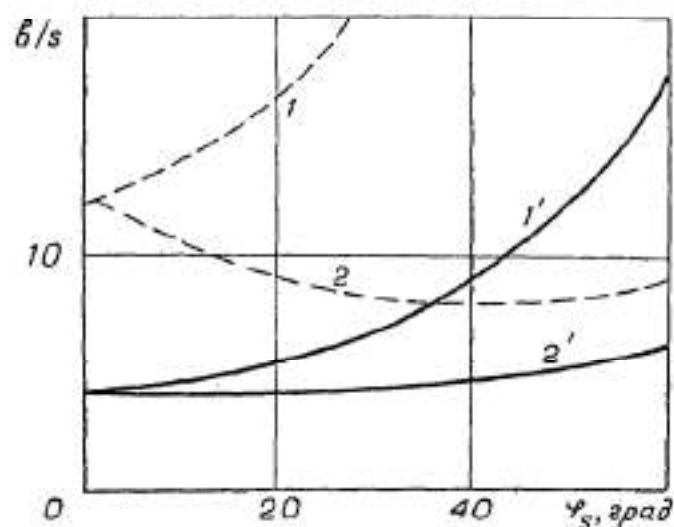


Рис. 2.45. Закон расширения пристенных струй при обтекании цилиндра (1, 1') и в канале (2, 2'). 1, 2 - $m=\infty$; 1', 2' - $m=2$

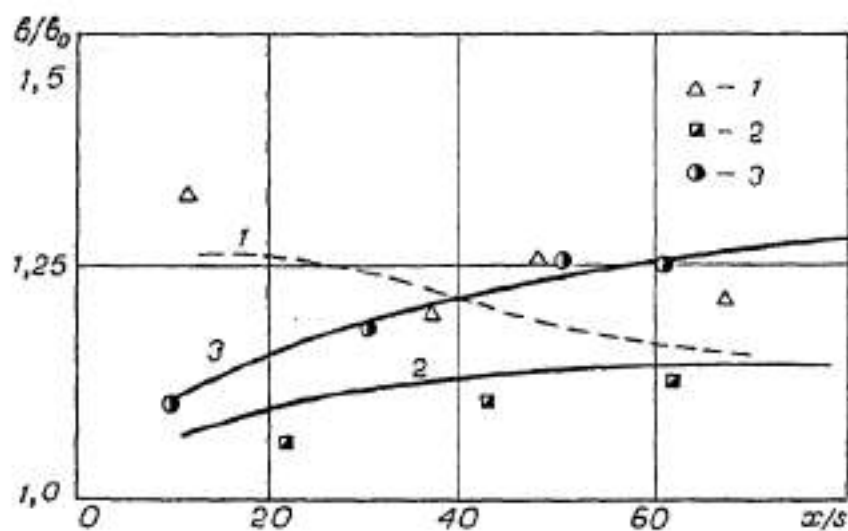


Рис. 2.46. Расчетные (линии) и экспериментальные (точки) данные о расширении струй. Расчет по (2.63), (2.64), (2.67). 1 - $\varphi_s = 52^\circ$, $m=2,2$ (течение в канале [41]); 2 - $\varphi_s = 13,7^\circ$, $m=6$; 3 - $\varphi_s = 16,5^\circ$, $m=\infty$ (обтекание цилиндра)

кольцевых осесимметричных струй. Эти же значения констант были использованы и при расчетах закрученных струй. Данные на рис. 2.46 отнесены к соответствующим значениям для пристенных незакрученных струй с тем же параметром спутности. В такой обработке выявлено влияние только закрутки на характер расширения струи. Линия, совпадающая с осью абсцисс $b/b_0=1$, соответствует течению незакрученной струи. Из представленных данных видно, что закрутка струи приводит к её более интенсивному расширению как при течении в канале (точки 1), так и для обтекания цилиндра (точки 2, 3), однако при обтекании цилиндра рост монотонный, тогда как для струи в канале наблюдается снижение относительной ширины вниз по потоку. Последнее вызвано подавлением турбулентных пульсаций массовыми силами во внешней части струи.

Г л а в а 3.

ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ ВИХРЕВЫХ КАМЕР

Важное место в общем классе закрученных потоков занимают вихревые течения. Они получили широкое распространение в технике, что обусловлено рядом специфических свойств. Так, в циклонно-вихревых устройствах можно реализовать большие центробежные ускорения, достигающие $10^5 g$ и более. Следовательно, в вихревых потоках могут быть существенно интенсифицированы процессы смешения рабочих газов, повышается также сепарационная эффективность при работе с двухфазными потоками.

Отличительной особенностью вихревых камер является наличие торцевых стенок, ограничивающих цилиндрический объем. Как правило, для повышения эффективности работы аппарата вихревые камеры выполняются диафрагмированными, т.е. на одном из торцов по его оси имеется выходное отверстие с диаметром меньшим, чем диаметр камеры.

Экспериментальному и теоретическому изучению гидродинамики и тепломассообмена вихревых течений посвящено огромное количество работ. Однако из-за большого разнообразия вихревых устройств и направленности многих исследований на изучение процессов в конкретных аппаратах нельзя в настоящее время считать данную проблему окончательно разрешенной. Практически отсутствуют экспериментальные данные по течениям в пограничных слоях на торцевых и боковых поверхностях, в некоторых случаях определяющим аэродинамику вихревых камер. Трудности изучения вихревых камер обусловлены сложной трехмерной картиной течения.

Методика экспериментального исследования вихревых потоков имеет ряд характерных особенностей, связанных с пространственной природой течения. Использование для этих целей наиболее распространенных до настоящего времени зондовых методов (миниатюрные пневмотрубки, термоанемометры и др.) приводит к существенному искажению потока [81, 148, 198, 202], а погрешность измерения скоростей может быть весьма большой [132].

Наиболее приемлемыми и перспективными для вихревых течений являются бесконтактные оптические методы диагностики, в частности, лазерные доплеровские измерители скорости (ЛДИС). Они являются относительно новым инструментом для исследования аэродинамики различных сложных пространственных течений. Многочисленные теоретические и экспериментальные работы, например [73, 74, 101, 133], содержат подробные описания способов построения оптических схем и методов обработки сигналов, результаты, полученные с помощью ЛДИС для различных типов течений. Общая тенденция, которая наблюдается при использовании ЛДИС, заключается в непрерывном расширении динамического диапазона измеряемых скоростей и пульсационных характеристик потоков, возможностей измерения полей скоростей сложных течений, плазменных струй и пламен, что приводит к появлению разнообразных оптических схем и аппаратуры для обработки сигналов, приспособленных для конкретных условий проведения эксперимента.

Исследования характерных особенностей построения оптической и электронной схем аппаратуры ЛДИС для диагностики вихревых течений проведены нами совместно с В.И.Титковым, В.И.Багрянцевым и С.В.Семеновым [80-82]. Получены экспериментальные результаты по аэродинамике вихревых камер для различных схем организации течения.

3.1. Методологические особенности использования ЛДИС для исследования аэродинамики вихревых течений

Использование ЛДИС для диагностики вихревых течений связано с рядом методологических особенностей, которые необходимо учитывать при разработке аппаратуры и анализе экспериментальных результатов. В частности, высокий уровень цент-

3.1. Особенности использования ЛДИС

робежных ускорений накладывает жесткие ограничения на выбор рассеивающих частиц. Течение в вихревых камерах характеризуется большой интенсивностью турбулентности при относительно малых значениях осевой и радиальной компонент скорости, при этом, как правило, в камере имеется несколько зон, где компоненты скорости меняют знак. Существенное осложнение при измерениях вызывает криволинейность поверхностей и отражение света от них. Разработанная аппаратура позволила преодолеть основные трудности экспериментальной диагностики вихревых потоков с помощью ЛДИС,

Экспериментальный стенд. Методика измерений. Укрупненная блок-схема стенда, системы сбора и обработки экспериментальной информации приведена на рис. 3.1. Измерения проводились двухкомпонентной системой с частотным разделением каналов по двум ортогональным координатам. Доплеровский сигнал фотоприемника для соответствующей координаты поступал в блок обработки ИД1-М, способный работать в режиме следящего фильтра, спектроанализатора или формирователя счетно-импульсных последовательностей [4, 147]. Аппаратура обработки доплеровского сигнала позволяла измерять среднюю скорость потока, пульсации скорости, а также спектральные характеристики турбулентности. Аналоговый сигнал с выхода каждого блока обработки преобразовывался

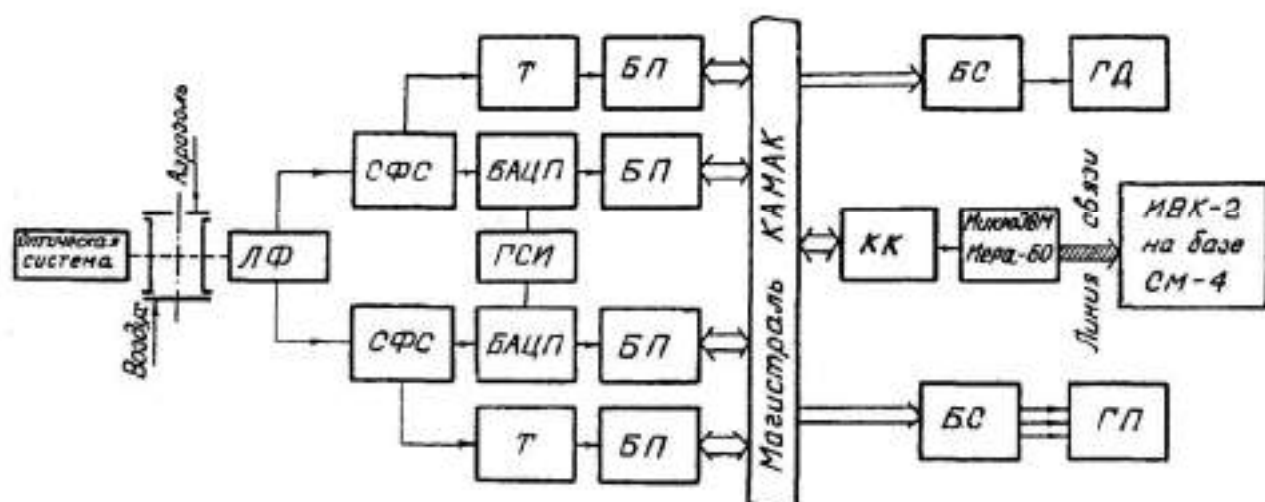


Рис. 3.1. Блок-схема ЛДИС и системы сбора и обработки экспериментальной информации. ЛФ - лавинный фотодиод; СФС - следящий фильтр-спектроанализатор; Т - таймер; БАЦП - быстродействующий аналого-цифровой преобразователь; ГСИ - генератор стандартных импульсов; БП - буферная память; КК - контроллер; БС - блок сопряжения; ГД - графический дисплей; ГП - графопостроитель

в цифровой вид быстродействующим АЦП, имеющим следующие характеристики [91]: время преобразования 1,2 мкс, апертурное время порядка 20 мкс, пропускная способность $6 \cdot 10^6$ бит/с, что соответствует максимальной частоте преобразования 500 кГц.

Накопление оперативной информации происходило отдельно по двум каналам в блоках буферной памяти. Время чтения записи оперативного запоминающего устройства было не хуже 300 нс, объем памяти составлял 4 К. Рабочий диапазон измерителя временных интервалов (таймера) составлял 0,1 мкс – 10 с. С блоков буферной памяти информация поступала на шину КАМАК и далее через крейт-контроллер подавалась на микроЭВМ Мера-60, которая посредством линии связи была сопряжена с мини-ЭВМ СМ-4, имеющей оперативный объем памяти 124 К. Вывод информации осуществлялся быстрой цифropечатью, графическим цветным дисплеем и двухкоординатным графопостроителем.

Таким образом, разработанная система позволяла в реальном масштабе времени проводить измерения двух компонент средней скорости, пульсаций и спектра доплеровского сигнала, а также дальнейшую их обработку на ЭВМ.

Остановимся несколько подробнее на особенностях и функциональных возможностях основных блоков разработанного комплекса ЛДИС.

Оптическая часть ЛДИС (рис. 3.2) в качестве источников излучения может содержать различные лазеры (ЛГ-38: $\lambda=0,63$ мкм, $p=50$ мВт; ИЛ-120: $\lambda=0,515$ мкм, $p=800$ мВт, и др.). Лазерный луч с линейной поляризацией света поступал на четвертьволновую пластинку Π_1 , где преобразовывался в циркулярно поляризованный свет. С помощью небольших перемещений линз L_1 и L_2 в плоскости xu можно добиться, чтобы угол луча, падающего на акустооптический модулятор M , был равен углу Брэгга. Тогда дифрагированный пучок света и основной луч на выходе модулятора будут иметь осевую симметрию и угол расходимости 2γ . Отрицательная линза L_3 изменяет угол расходимости пучков и совместно с положительной линзой L_4 позволяет легко изменять базовое расстояние l_5 пучков света, поступающих на фокусирующую линзу L_6 . Приемная оптика света, рассеянного вперед, образована линзами L_7 и L_8 . Четвертьволновая пластинка Π_2 и поляроид P_1 обра-

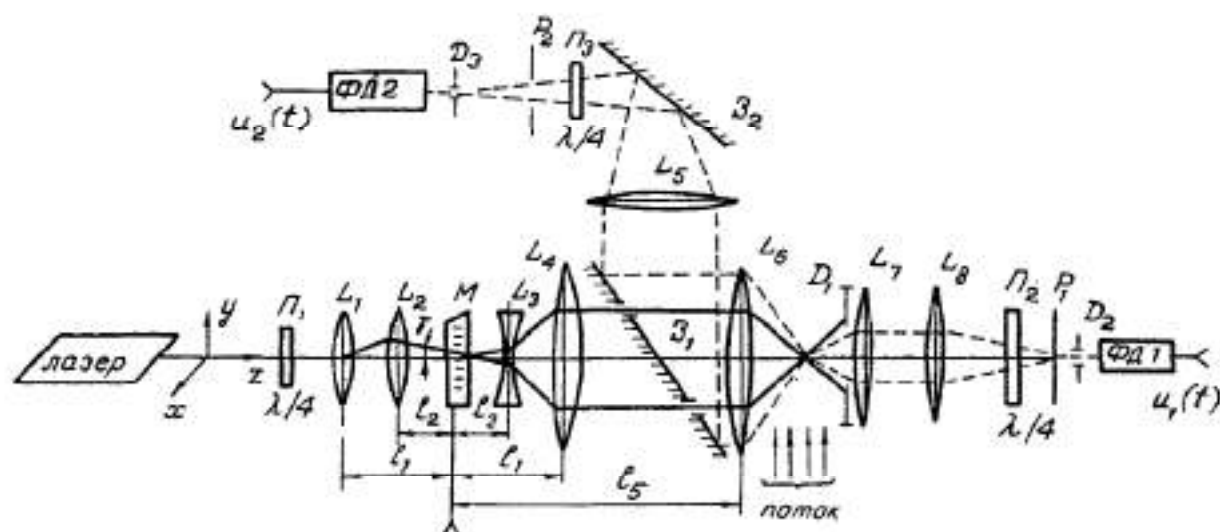


Рис. 3.2. Оптическая схема ЛДИС

зуют систему подавления паразитных засветок фотоприемника ФД1. Апертурная диафрагма D_1 устраняет прямое попадание света на фотоприемник, а диафрагма D_2 должна быть согласована с размерами изображения измерительного объема.

Для работы схемы при рассеянии света назад служат поворотные зеркала Z_1 и Z_2 . Зеркало Z_1 имеет прорезы для прямого прохождения лучей на фокусирующую линзу L_6 . Подавление засветок фотоприемника ФД2 обеспечивается пластинкой P_3 и поляризатором P_2 .

Юстировка хода оптических лучей на выходе модулятора осуществляется так, чтобы углы прямого (недифрагированного) пучка света I_0 и дифрагированных в вертикальной I_1 и горизонтальной плоскостях I_2 пучков с оптической осью z были равны. Это является обязательным условием для пересечения всех трех лучей в одной точке в зондируемой области на выходе линзы L_6 . Доплеровский сигнал от лучей I_0 , I_1 несет информацию о проекции составляющей скорости в вертикальной плоскости, а I_0 , I_2 — в горизонтальной, причем обе эти проекции будут взаимно ортогональны.

Для разделения информации по обеим координатам используется метод частотного разделения каналов, заключающийся в том, что частота дифрагированного луча I_1 смещена на $f_{01} = 20$ МГц относительно частоты основного луча I_0 , а луч I_2 смещен по частоте на $f_{02} = 34$ МГц. Тогда доплеровские сдвиги вертикальной проекции на выходе фотоприемника рас-

полагаются относительно частоты f_{01} ниже или выше по частоте в зависимости от направления скорости, а горизонтальной составляющей — относительно f_{02} . Если сумма таких сигналов поступает на два канала с полосами пропускания Δf_1 и Δf_2 , то с учетом реальных неперекрывающихся характеристик максимально допустимые доплеровские сдвиги $f_D \approx 15$ МГц. Если же разделения каналов не требуется и оптическая схема используется как однокомпонентная, то максимальные значения доплеровских сдвигов соответственно будут $(f_{D\max})_1 \leq 20$ МГц и $(f_{D\max})_2 \leq 34$ МГц. Отсюда видно, что при частотном разделении каналов существенно сужается допустимый диапазон изменений доплеровских сигналов, но его использование оправдано с точки зрения простоты реализации оптической схемы.

Электронная часть ЛДИС показана в виде структурной схемы на рис. 3.3 [4, 80, 82]. Ее отличие от известной схемы автодинного следящего фильтра [74, 195] заключается в том, что вместо обычных квадратурных смесителей в нем использованы квадратурные однополосные модуляторы, образованные перемножителями Π_1, Π_2 с сумматором и перемножителями Π_3, Π_4 с вычитателем сигналов. На входы однополосных модуляторов поступают квадратурные доплеровские сигналы, образованные путем смещения доплеровского фототока с квадратурными сигналами генератора опорной частоты f_0 . Одновременно генератор f_0 подсоединяется к акустооптическому модулятору M . При этом высокочастотная помеха с частотой ω_0 (рис. 3.4, а) преобразуется в постоянную составляющую и с помощью фильтра верхних частот, состоящего из RC -цепочек, и отфильтровывается. Параметры цепочки подбираются так, чтобы подавить доплеровское и амплитудное уширение спектра помехи. На рис. 3.4, б показана эквивалентная частотная характеристика разомкнутой системы, где $\Delta\omega_p$ — полоса режекции помехи, а $\Delta\omega_\phi$ — полоса фильтрации следящего фильтра. Как видно, помеха вырезается в узкой полосе частот.

Такая структурная схема следящего фильтра достаточно эффективна при измерениях вблизи вибрирующих и светоотражающих стенок и при переходе скорости через ноль.

В системах, использующих преобразование с промежуточной частотой, построить режекторный фильтр с узкой полосой весьма сложно и для этого требуются большие аппаратные затраты. Поскольку промежуточная частота и ширина частот помехи меняются, то становятся очевидными преимущества схем с од-

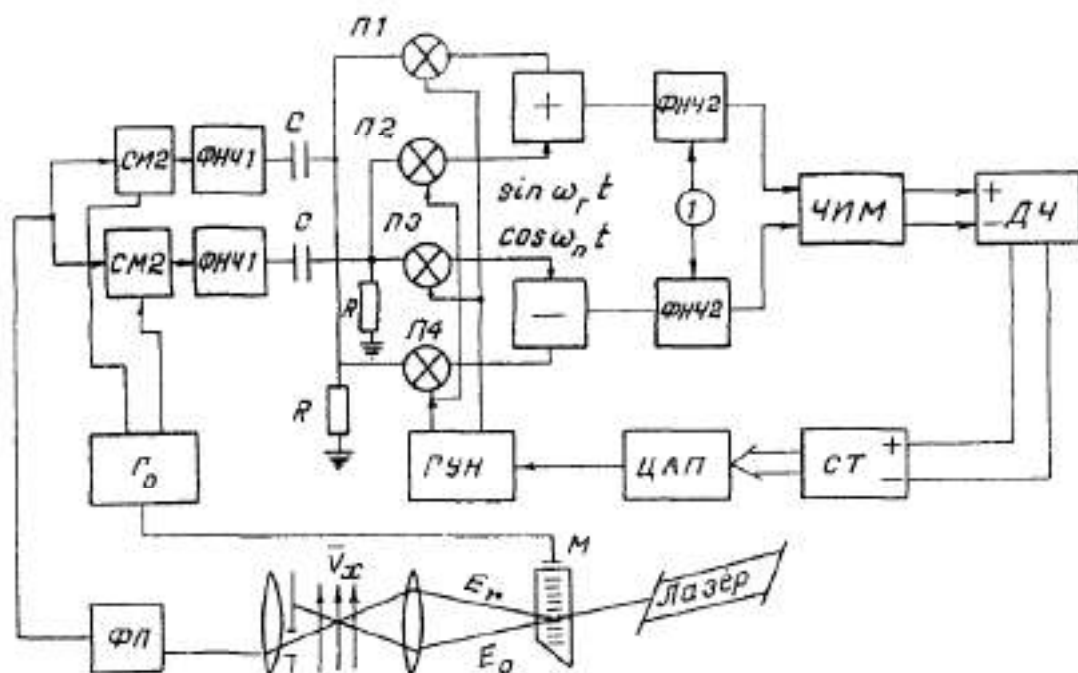


Рис. 3.3. Структурная схема электронной части ЛДЭС

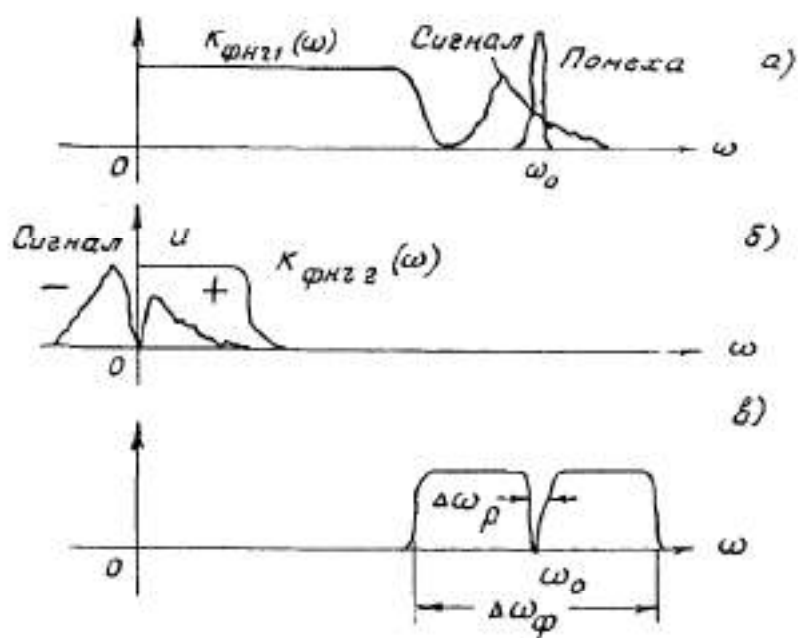


Рис. 3.4. Соотношение спектра доплеровского сигнала и помехи

нополосными квадратурными модуляторами. Более того, такие схемы позволяют выбирать полосу фильтрации $\Delta\omega_\Phi$ произвольной (на рис. 3.3 стрелки 1), и в пределе ФНЧ₂ может быть совсем исключен. Это является важным обстоятельством при исследовании потоков с высокой степенью турбулентности и малой средней скоростью. В известных схемах с промежуточной частотой, например в следящих схемах фирм DANTEK и TSI, необходимо переходить на более высокую промежуточную частоту, ухудшая при этом чувствительность схемы к изменению частоты входного сигнала.

Измерение среднего значения частоты в разработанной схеме достигается установкой большой постоянной времени цепи обратной связи. В схеме рис. 3.3 цепь интегратора образована двоичным делителем частоты (ДЧ) с коэффициентом деления $(1/2)^{n_1}$ и реверсивным счетчиком (СТ) с цифроаналоговым преобразователем (ЦАП), который вырабатывает управляющее воздействие на управляемый генератор (ГУН). Из доплеровских сигналов, снимаемых с выходов ФНЧ₂, в частотно-импульсном модуляторе (ЧИМ) формируются по переходам сигнала через ноль счетные импульсные последовательности положительных или отрицательных частотных сдвигов относительно частоты гетеродина.

Данная аппаратура надежно работает как при высокой концентрации частиц, когда сигнал непрерывен, но уровень шума высокий, так и при пропадании сигнала. В эти моменты реверсивный счетчик выполняет роль интерполятора нулевого порядка.

Разработанная схема позволяла устанавливать следующие режимы работы:

- 1) следящий с автоматическим или ручным поиском сигнала;
- 2) режим спектроанализатора с автоматической или ручной разверткой;
- 3) счетный.

Цифровой измеритель имеет переключатель коэффициента пересчета доплеровской частоты (МГц) в скорость (м/с) и обеспечивает измерения:

- скорости потока;
- частоты изменений направления потока;
- приращений скорости потока относительно заданной;
- частоты флуктуаций скорости относительно среднего значения;

3.1. Особенности использования ЛДИС

полосы обзора (сканирования) и ее средней (центральной) частоты;

числа частиц, проходящих через измерительный объем;
относительного времени существования сигнала.

Быстродействие системы и полоса пропускания выбираются оператором путем изменения разрядности счетчика и включения необходимого фильтра. Основные результаты экспериментов получены в режиме усреднения, когда разрядность счетчика выбиралась максимальной (порядка 20) и оценки частоты доплеровского сигнала были достаточно стабильны. В общем случае оценки частоты сигналов, получаемых с помощью следящего фильтра, близки к теоретическому оптимуму. Однако существующие работы по исследованию потенциальной точности ЛДИС, как правило, относятся к одночастичному режиму, а для многочастичного режима вопрос пока находится на уровне качественного рассмотрения. По имеющимся данным [74], погрешность следящего фильтра составляет порядка 0,2 % и зависит от качества сигнала.

Были проведены тестовые испытания следящей системы при измерении скорости вращения диска. Установлено, что в широком диапазоне частот вращения погрешность измерения не превышала 0,01 %.

Оценки погрешности измерения ЛДИС, обусловленной неслежением частиц за потоком. Параметры рассеивающих частиц во многом определяют погрешности измерения, связанные с неслежением их за потоком. Наличие больших центробежных ускорений, градиентов давления и скорости предъявляет жесткие требования к выбору частиц. При этом, кроме хорошего отслеживания за потоком, они не должны тормозить его, а отраженный от них свет должен обеспечивать на ФЭУ необходимое отношение сигнала к шуму. Необходимо, чтобы состав частиц был близок к монодисперсному, а концентрация их слабо изменялась по времени.

В работе использовали различные типы генераторов аэрозолей: генераторы табачного дыма, укрупнители аэрозолей конденсационного типа и источник аэрозоля, работающий на форсунках ударного действия.

Концентрацию и дисперсный состав аэрозолей определяли с помощью автоматического фотозлектрического анализатора частиц (АФАЧ), разработанного в Институте химической кинетики и горения СО АН СССР. Прибор позволял измерять части-

цы размерами 0,3–30 мкм при максимальной концентрации частиц 10^5 см^{-3} . Весь измеряемый диапазон разбивался на 1000 каналов, а их опрос и дальнейшая обработка результатов осуществлялись с помощью ЭВМ по специально разработанной программе.

Рабочей жидкостью укрупнителя аэрозоля конденсационного типа служил глицерин. Такой генератор давал узкий спектр частиц со среднемедианным диаметром $d_g \approx 1 \text{ мкм}$. Средний диаметр частиц, производимых генератором с форсунками ударного действия, составлял $d_g \approx 0,5 \text{ мкм}$. Генератор работал на 10 %-ном водном растворе NaCl.

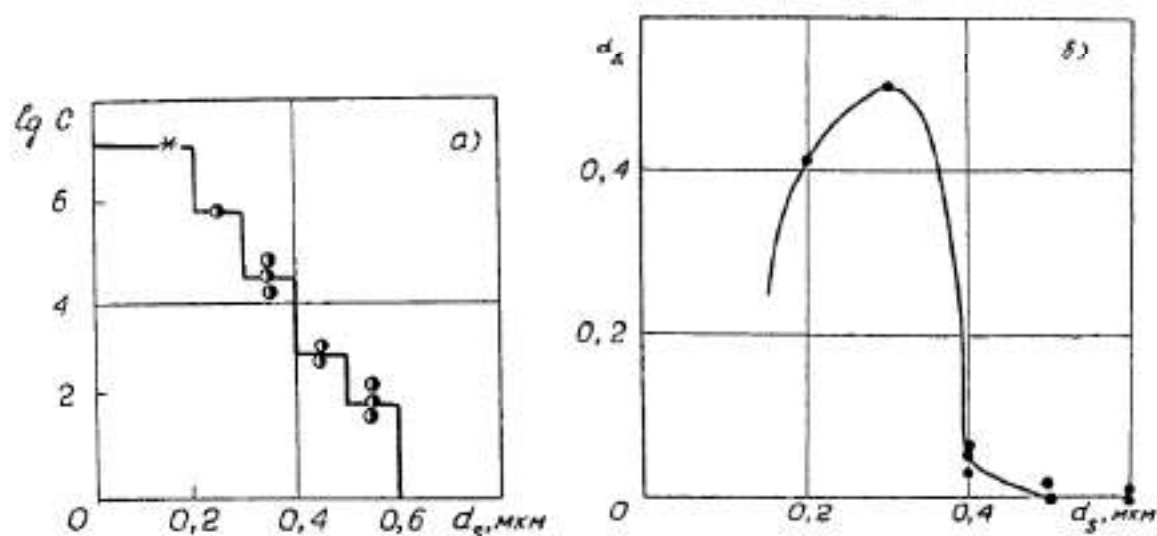


Рис. 3.5. Параметры рассеивающих частиц дыма: а - гистограмма фракционного распределения (C - концентрация, дм^{-3}), * - результаты измерения более мелких частиц из [207]; б - фракционная доля рассеянного света, поступающего на ФДУ

Большинство экспериментов было проведено с использованием генератора табачного дыма. Результаты измерения фракционного состава рассеивающих частиц показали (рис. 3.5, а), что частицы дыма менее 0,3 мкм имеют максимальную концентрацию; однако провести измерения с такими частицами не представлялось возможным. Состав частиц в потоке был близок к монодисперсному, практически отсутствовали частицы диаметром более 1 мкм. Концентрация дыма в вихревой камере подбиралась таким образом, чтобы в измерительном объеме ЛДИС находилось одновременно не более одной частицы.

На основании данных рис. 3.5, а и теории рассеяния света мелкими частицами [236] находилась фракционная доля α_d рассеянного аэрозолем света, т.е. вклад в доплеровский сигнал от частиц определенного размера

$$\alpha_A = I_i / \sum_{i=1}^n I_i = \sigma_i C_i / \sum_{i=1}^n \sigma_i C_i,$$

где I_i - интенсивность рассеянного света; σ_i и C_i - соответственно сечение рассеяния и концентрация i -й фракции. На рис. 3.5, б представлены данные, из которых видно, что фракционная доля рассеянного света имеет ярко выраженный максимум, приходящийся на частицы с $d_s \approx 0,3$ мкм. Значит, наибольший вклад в доплеровский сигнал дают как раз частицы такого размера, и все дальнейшие оценки неслежения частиц за потоком будут проделаны для частиц $d_s = 0,3$ мкм.

Для определения отставания частицы запишем уравнение ее движения в турбулентном потоке газа

$$m_s \frac{d\vec{w}_s}{dt} = \sum_j F_j. \quad (3.1)$$

Здесь $\vec{w}_s$ - вектор мгновенной скорости частицы; $m_s = \rho_s \pi d_s^3 / 6$ - масса частицы. Правая часть уравнения (3.1) представляет сумму всех сил F_j , действующих на частицу. Мы будем учитывать только вязкое сопротивление, остальные силы для рассматриваемых условий пренебрежимо малы (более подробно влияние различных сил на частицы аэрозоля в вихревом потоке будет обсуждаться в гл. 5). Тогда уравнение (3.1) запишется [61, 111, 134]

$$\frac{d\vec{w}_s}{dt} = \alpha (\vec{w} - \vec{w}_s) \quad (3.2)$$

или в проекциях на координатные оси для осесимметричного вихревого движения

$$\frac{dw_{xs}}{dt} = \alpha (w_x - w_{xs}); \quad (3.3)$$

$$\frac{dv_{\varphi s}}{dt} + \frac{u_s v_{\varphi s}}{r} = \alpha (v_{\varphi} - v_{\varphi s}); \quad (3.4)$$

$$\frac{du_{rs}}{dt} = \frac{v_{\varphi s}^2}{r} + \alpha (u_r - u_{rs}). \quad (3.5)$$

Здесь $\alpha = 18\mu / d_s^2 \rho_s$ - коэффициент Стокса. Поведение частиц в пульсационном движении будем рассматривать в моногармо-

мическом приближении, полагая, что в направлении вектора мгновенное значение скорости газа описывается выражением

$$v_{\Sigma} = \bar{v} + v' \sin \omega t,$$

где $\omega = 2\pi f$; f — частота пульсаций. Соответственно проекции скорости газа запишутся

$$\begin{aligned} w_x &= \bar{w}_x + w'_x \sin \omega t; & v_{\varphi} &= \bar{v}_{\varphi} + v'_{\varphi} \sin \omega t; \\ u_r &= \bar{u}_r + u'_r \sin \omega t. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Здесь черта означает осреднение; штрих — амплитудные значения компонент пульсационной скорости.

Проанализируем поведение стоксовской частицы в продольном направлении. Уравнение (3.3) можно решать независимо от (3.4) и (3.5). С учетом (3.6) оно будет иметь вид

$$\frac{dw_{xs}}{dt} + \alpha w_{xs} = \alpha (\bar{w}_x + w'_x \sin \omega t). \quad (3.7)$$

Подробный анализ решения уравнения (3.7) проведен в [111]. Рассмотрим детально результаты этого анализа, поскольку основные выводы из него будут использованы далее для более сложных ситуаций — при течении в окружном и радиальном направлениях. В силу линейности уравнения (3.7) его решением является сумма частных решений уравнений с правыми частями $\alpha \bar{w}_x$ и $\alpha w'_x \sin \omega t$ соответственно. Первое из них запишется

$$\frac{dw_{xs}}{dt} + \alpha w_{xs} = \alpha \bar{w}_x. \quad (3.8)$$

Его решением при начальном условии: $t=0$, $w_{xs} = w_{s0}$ — будет

$$w_{xs}^{(1)} = \bar{w}_x [1 - \exp(-\alpha t)] + w_{s0} \exp(-\alpha t). \quad (3.9)$$

Второе частное уравнение совпадает с уравнением движения частицы в акустическом поле [158]

$$\frac{dw_{xs}}{dt} + \alpha w_{xs} = \alpha w'_x \sin \omega t, \quad (3.10)$$

3.1. Особенности использования ЛДДС

Его решением при начальном условии: $t=0$, $w_{xs}=\bar{w}_{s0}$ - является выражение

$$w_{xs}^{(2)} = \frac{\bar{w}_x' \sin(\omega t - \varphi)}{\sqrt{1 + \omega^2/\alpha^2}} + \frac{\bar{w}_x \omega/\alpha}{1 + \omega^2/\alpha^2} \exp(-\alpha t) + \bar{w}_{s0} \exp(-\alpha t), \quad (3.11)$$

где $\varphi = \arctg(\omega/\alpha)$ - угол сдвига фазы движения частицы и среды.

Общим решением уравнения (3.7) при $w_{s0}=0$ будет

$$w_{xs} = w_{xs}^{(1)} + w_{xs}^{(2)} = \bar{w}_x [1 - \exp(-\alpha t)] + \frac{\bar{w}_x \omega/\alpha}{1 + \omega^2/\alpha^2} \exp(-\alpha t) + \frac{\bar{w}_x'}{\sqrt{1 + \omega^2/\alpha^2}} \sin(\omega t - \varphi). \quad (3.12)$$

Первый член правой части (3.12) представляет осредненную скорость частицы. Второй член характеризует начальную, неустановившуюся стадию вовлечения частицы в пульсационное движение, а третий - стационарную составляющую пульсационного движения частицы.

Для частиц, используемых в экспериментах ($d_s=0,3$ мкм, $\rho_s=2 \cdot 10^3$ кг/м³), коэффициент Стокса $\alpha \approx 1,8 \cdot 10^6$ с⁻¹; экспоненциальные члены достаточно быстро обращаются в ноль, поэтому (3.12) можно записать

$$w_{xs} = \bar{w}_x + \mu_s \bar{w}_x' \sin(\omega t - \varphi), \quad (3.13)$$

где μ_s - степень увлечения частицы пульсирующей средой, представляющая собой отношение амплитуд пульсационного движения частицы и среды

$$\mu_s = \bar{w}_{xs}' / \bar{w}_x' = \cos \varphi = (1 + \omega^2/\alpha^2)^{-1/2}. \quad (3.14)$$

Из уравнения (3.13) следует, что мелкая частица в стационарном режиме движения приобретает продольную скорость, равную осредненной скорости течения газа, и сдвинутую по фазе пониженную пульсационную скорость с амплитудой, пропорциональной амплитуде пульсационной скорости газа.

Проведем оценки отставания частиц от потока в пульсационном движении. Результаты расчета для частиц $d_s=0,3$ мкм, $\alpha=1,8 \cdot 10^6$ с⁻¹ при различных частотах пульсаций представлены в табл. 3.1.

$f, \text{ Гц}$	$0,1 \cdot 10^3$	$0,5 \cdot 10^3$	10^3	$5 \cdot 10^3$	10^4	10^5
ω/α	$0,35 \cdot 10^{-3}$	$1,74 \cdot 10^{-3}$	$3,48 \cdot 10^{-3}$	$1,74 \cdot 10^{-2}$	$3,48 \cdot 10^{-2}$	$0,174$
$1-\mu_s$	0	$1,4 \cdot 10^{-6}$	$5,9 \cdot 10^{-6}$	$1,5 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-4}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$
$\varphi, \text{ рад}$	0	0,0016	0,0034	0,0055	0,034	0,172

Как видно, в достаточно широком диапазоне частот частицы хорошо следят за турбулентными пульсациями; так, при частоте $f=10$ кГц, соответствующей максимальным значениям спектра турбулентных пульсаций, амплитуды пульсаций газа и частиц отличаются всего на 0,1 %, а сдвиг фазы φ не превышает 2° . Это свидетельствует о том, что используемые в эксперименте частицы дают достоверную информацию о мгновенном значении продольной компоненты скорости.

Мгновенные значения скорости частиц в окружном и радиальном направлениях должны определяться из совместного решения системы дифференциальных уравнений (3.4), (3.5), что значительно осложняет дальнейший анализ. Поэтому в первом приближении рассмотрим задачу в более простой постановке, полагая, что частицы в окружном направлении полностью отслеживают поток и их скорость $v_{\varphi s} = v_{\varphi} = \bar{v}_{\varphi} + v'_{\varphi} \sin \omega t$. Возможная ошибка при такой записи невелика, поскольку для реально исследуемых вихревых камер абсолютное значение радиальной компоненты скорости много меньше окружной и вторым членом в (3.4) можно пренебречь. Тогда уравнение движения частицы в радиальном направлении (3.5) запишем в виде

$$\frac{du_{rs}}{dt} + \alpha u_{rs} = \frac{(\bar{v}_{\varphi} + v'_{\varphi} \sin \omega t)^2}{r} + \alpha (\bar{u}_r + u'_r \sin \omega t). \quad (3.15)$$

Решением этого уравнения при начальном условии: $t=0, u_{rs}=0$ - будет

$$\begin{aligned} u_{rs} = \exp(-\alpha t) \left\{ -\frac{\bar{v}_{\varphi}^2}{\alpha r} + \frac{2\bar{v}_{\varphi} v'_{\varphi}}{r} \frac{\omega}{\alpha^2 + \omega^2} - \frac{v_{\varphi}'^2}{r} \left[\frac{1}{2\alpha} - \frac{\alpha}{2(\alpha^2 + 4\omega^2)} \right] - \right. \\ \left. - \bar{u}_r + \frac{\alpha \omega u'_r}{\alpha^2 + \omega^2} \right\} + \bar{u}_r + \frac{\bar{v}_{\varphi}^2}{\alpha r} + \frac{2\bar{v}_{\varphi} v'_{\varphi}}{r} \frac{(\alpha \sin \omega t - \omega \cos \omega t)}{\alpha^2 + \omega^2} + \\ + \frac{v_{\varphi}'^2}{2\alpha r} - \frac{[(\alpha/2) \cos 2\omega t + \omega \sin 2\omega t]}{\alpha^2 + 4\omega^2} \frac{v_{\varphi}'^2}{2r} + \frac{\alpha u'_r}{\alpha^2 + \omega^2} (\alpha \sin \omega t - \omega \cos \omega t). \end{aligned} \quad (3.16)$$

3.1. Особенности использования ЛДЖС

Пренебрегая экспоненциальным членом, после некоторых преобразований получаем

$$u_{rs} = u_r + \frac{\bar{v}_\varphi^2}{\alpha r} + \left(-\frac{2\bar{v}_\varphi v'_\varphi}{\alpha r} + u'_r \right) \frac{\sin(\omega t - \varphi_0)}{(1 + \omega^2/\alpha^2)^{1/2}} + \frac{v_\varphi'^2}{2r} \frac{\sin(2\omega t - \varphi_1)}{\omega(1 + \alpha^2/4\omega^2)^{1/2}}. \quad (3.17)$$

Здесь $\varphi_0 = \arctg(\omega/\alpha)$; $\varphi_1 = \arctg(\alpha/2\omega)$.

Таким образом, осредненное значение радиальной компоненты скорости частицы возрастает на величину $\bar{v}_\varphi^2/\alpha r$ по отношению к скорости газового потока. Пульсационная скорость частицы содержит две гармоники, одна из которых соответствует частоте турбулентных пульсаций газа, а вторая — ее удвоенной частоте 2ω . Наличие гармоники с удвоенной частотой обусловлено наложением на пульсационное движение в радиальном направлении пульсаций частиц за счет центробежной силы. Это в значительной мере осложняет интерпретацию доплеровского сигнала при измерениях средней, пульсационной скорости и корреляций.

Оценим отставание частиц от потока в радиальном направлении для режима с максимальным влиянием центробежных сил: $(\bar{v}_\varphi)_{\max} = 20$ м/с; $f = 10^4$ Гц; $\omega = 6,28 \cdot 10^4$ с⁻¹; $\tilde{r} = 0,01$ м. При интенсивности турбулентности, составляющей 20 %, амплитуда пульсационной скорости $v_\varphi' = 0,2(\bar{v}_\varphi)_{\max} = 4$ м/с. Принимаем также, что пульсации в окружном и радиальном направлениях близки между собой $u'_r \approx v'_\varphi$, а средние значения радиальной скорости в исследуемых камерах на один-два порядка ниже окружной $\bar{u}_r \approx (0,01 \div 0,1)\bar{v}_\varphi$. Тогда максимальная погрешность измерений среднего значения радиальной скорости за счет неслежения частиц за потоком

$$\Delta u_r = \bar{u}_r - \bar{u}_{rs} = -\bar{v}_\varphi^2/\alpha r \quad (3.18)$$

составляет 20 %, что свидетельствует о том, что измерение радиальной компоненты скорости в основном объеме вихревой камеры некорректно. Кроме того, возможная погрешность в определении скорости потока возникает из-за неточности определения коэффициента Стокса для частицы, поэтому общую погрешность согласно (3.17) можно записать в виде

$$\Delta u_r/u_r = \Delta \bar{d}_s/\bar{d}_s + \Delta \rho_s/\rho_s + 2\bar{v}_\varphi/v_\varphi + \Delta r/r.$$

Наибольшую погрешность в определение u_r вносит разброс среднего диаметра частиц, составляющий 20÷30 %. Как показали проведенные оценки, из-за большого значения коэффициента Стокса погрешности измерения окружной и продольной скоростей пренебрежимо малы и для используемого диапазона размеров частиц практически не зависят от неточностей измерения параметров аэрозоля. Общая погрешность определения радиальной компоненты скорости оценивается примерно в 30 %.

Определим для рассматриваемых условий отношение амплитуд пульсаций второй гармоники и основной частоты. Из (3.17) имеем

$$\frac{v_{\phi}^{\prime 2}}{2r\omega(1+\alpha^2/4\omega^2)^{1/2}} \cdot \frac{2\bar{v}_{\phi}v_{\phi}'/\alpha r+u_r'}{(1+\omega^2/\alpha^2)^{1/2}} \approx 10^{-3},$$

т.е. амплитуда пульсаций второй гармоники пренебрежимо мала, и эту пульсацию из рассмотрения можно исключить. Как показывает анализ, амплитуды пульсаций, обусловленных центробежной силой, на два порядка меньше амплитуд пульсаций радиальной скорости ($2\bar{v}_{\phi}v_{\phi}'/\alpha r \ll u_r'$). В итоге, после отбрасывания всех указанных малых членов, уравнение (3.17) принимает вид, подобный зависимости (3.13). Это означает, что пульсационная скорость используемых в эксперименте частиц дает достоверную информацию о скорости газа, а возможная погрешность измерения имеет порядок $(1-u_g)$ (см. табл. 3.1).

Для торцевой пристенной области вихревой камеры все оценки, касающиеся точности измерения окружной компоненты скорости течения, сохраняют силу. Точность измерения радиальной компоненты скорости из-за ее высокого уровня в торцевом слое лучше, чем в основном потоке, кроме того, центробежное ускорение в пограничном слое значительно меньше. Погрешность определения радиальной скорости в этой области по оценкам не превышает 2 %.

Таким образом, оценки показали, что аэрозоли с размером частиц порядка 0,2÷0,5 мкм позволяют с хорошей точностью проводить измерение всех компонент средних и пульсационных скоростей. Исключение составляет лишь прямое измерение осредненного значения радиальной компоненты скорости вдали от торцевых стенок.

Тестовые испытания. Сопоставление результатов измерений при помощи ЛДИС и зондовыми методами. Испытания ЛДИС были проведены для различных типов течения: конфузорного,

3.1. Особенности использования ЛДИС

плоского и струйного при различных числах Рейнольдса. Сопоставление результатов, полученных ЛДИС, с данными измерений трубкой Пито и с интегральными значениями расхода через канал свидетельствует о хорошем их соответствии.

Затем были проведены тестовые измерения профилей окружных скоростей в цилиндрической вихревой камере с плоскими торцами. Внутренний диаметр камеры 100 мм, а высота 70 мм. Воздух в камеру подавался через расположенное на недиафрагмированном торце закручивающее устройство, представляющее собой кольцо с наружным диаметром 100 мм и внутренним 88 мм. Этот завихритель имел 36 пазов шириной 2 мм общей площадью 4,32 см² с углом наклона к плоскости торца 30°. Выход воздуха из камеры осуществлялся через отверстие диаметром 15 мм на противоположном торце. Стенки камеры выполнены из прозрачного стекла толщиной 8 мм.

Вихревая камера закреплялась в координатном устройстве, перемещающем ее в двух ортогональных направлениях в плоскости, перпендикулярной оптической оси установки. Сканирование объема камеры осуществлялось через боковую поверхность камеры, а радиальная составляющая скорости в пограничных слоях измерялась при просвечивании через торцевые стенки камеры. При измерении окружной компоненты скорости криволинейность стенки приводит к изменению угла сходимости лучей γ , который определяет значение измеряемой скорости

$$v_{\varphi\beta} = f_D \lambda / 2 \sin(\gamma/2),$$

где f_D — доплеровский сдвиг частоты; λ — длина волны лазерного излучения. На основании законов геометрической оптики был определен коэффициент β для корректировки окружной компоненты скорости

$$\beta = \gamma / \gamma_0 = 1 + \frac{1-n}{n} \frac{R_0 - R_K}{R_K} \frac{r_x}{R_0}, \quad (3.19)$$

где γ_0 — угол сходимости падающих на цилиндрическую стенку лазерных лучей; n — показатель преломления материала стенки; R_0 , R_K — наружный и внутренний радиусы камеры; r_x — расстояние от оси камеры до фокуса линзы. Криволинейность стенки смещает точку пересечения лазерных лучей на

$$\Delta r/r_x = (1-\beta)/\beta. \quad (3.20)$$

Расчеты показывают, что погрешность измерения достигает максимума вблизи цилиндрической поверхности. Так, для исследуемой вихревой камеры $\beta_{\max} = 1,05$ и $\Delta r_{\max} = 0,04$; при обработке экспериментальных данных указанные поправки учитывались по всему объему камеры.

Результаты измерений при помощи ЛДИС сравнивались с опытными данными, полученными известным бесконтактным способом определения окружной компоненты скорости, основанным на использовании уравнения движения в радиальном направлении. Для сильно закрученных течений ($u_r \ll v_\varphi$) после отбрасывания малых членов в этом уравнении имеем

$$v_\varphi^2/r = (1/\rho) dp/dr, \quad (3.21)$$

Зная распределение давления по торцу камеры, методами конечных разностей можно найти профиль окружной скорости. Однако возникающая при этом погрешность определения производной dp/dr по экспериментальным данным не позволяет провести достаточно корректного сопоставления результатов измерений v_φ этим методом и с помощью ЛДИС.

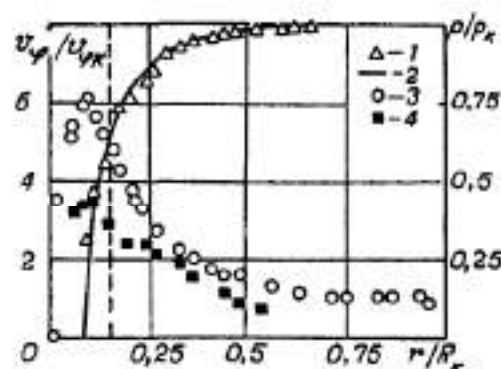


Рис. 3.6. Распределение давления (1, 2) и окружной компоненты скорости (3, 4) в вихревой камере. 1 - статическое давление, измеренное на торце; 2 - опытные данные, полученные ЛДИС и обработанные с учетом (3.22); 3 - скорость, измеренная ЛДИС; 4 - скорость, измеренная зондом $d_0 = 1,5$ мм

В наших опытах сравнивалось измеренное распределение статического давления на торце камеры (рис. 3.6, точки 1) с результатами интегрирования профиля окружной скорости (линия 2), полученного лазерным анемометром,

$$p(r) = p_k - \int_r^{R_k} \rho \frac{v_\varphi^2}{r} dr, \quad (3.22)$$

3.2. Влияние различных факторов на аэродинамику

где p_k — давление на периферии камеры. Как видно, соответствие с прямыми измерениями хорошее по всему сечению камеры, что подтверждает корректность измерения окружной компоненты скорости с помощью ЛДИС. Здесь же приведено сравнение полей тангенциальных скоростей, полученных ЛДИС и миниатюрным одноканальным цилиндрическим зондом в одном и том же сечении вихревой камеры. Расход газа составлял примерно 0,9 г/с. Диаметр зонда $d_0=1,5$ мм, диаметр приемного отверстия 0,23 мм. Различие данных наблюдается во всем объеме камеры, а в приосевой зоне оно превышает 40 %.

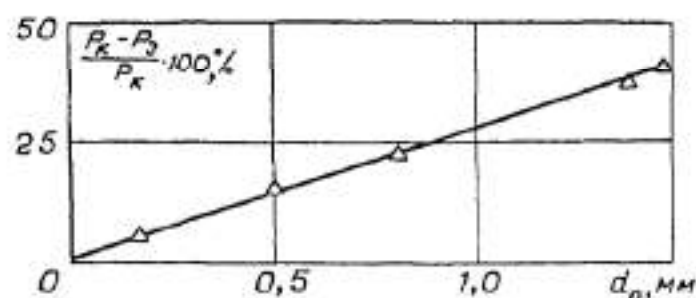


Рис. 3.7. Влияние зонда на торможение потока в камере. p_k — давление на периферии в отсутствие зонда; p_3 — при введении зонда в камеру

Если результаты измерений зондом обработать с учетом поправки на торможение зонда [132], то совпадение с результатами измерений при помощи ЛДИС будет лишь в периферийной области, а в приосевой области отличие останется существенным (до 25 %). Это свидетельствует о некорректности, а в некоторых случаях и о непригодности использования зондовых методов диагностики вихревых течений без тщательного их обоснования и определения погрешностей измерения даже при использовании микрозондов. Как следует из рис. 3.7, где показано влияние размера зонда на торможение вихревого потока, зонды даже весьма малых размеров ($d_0=0,1 \div 0,5$ мм) заметно тормозят поток, а при $d_0=1,5$ мм это влияние превышает 40 % при наиболее благоприятном расположении зонда — вдоль всего диаметра камеры.

3.2. Влияние различных факторов на аэродинамику вихревых камер

Как упоминалось выше, экспериментальному исследованию аэродинамики вихревых течений посвящено большое количество

работ. Одними из первых систематических исследований в этой области являются работы [54, 79, 110, 117]. Дальнейшее развитие проблема получила в [140, 172]; наиболее полное исследование влияние различных факторов на аэродинамику вихревых камер проведено в работах [29, 39]. В результате выявлены общие закономерности, характерные для всех исследованных камер. Прежде всего, это неизменность радиального распределения окружной скорости по высоте камеры и автомоделная зависимость профилей от расхода; наиболее сильное влияние на аэродинамику оказывает размер выходного отверстия. Все течение в камере можно разбить на две зоны — приосевую с законом квазитвердого вращения и периферийную, где течение близко к закону $\Gamma = \text{const}$. Возможности использования такого приближения для различных условий течения рассмотрены в [52, 127, 172]; особое внимание в работах [29, 39, 54] уделяется экспериментальному определению размеров зон разрыва (где $p = p_{\text{атм}}$), максимальной окружной скорости (где $v = v_{\text{max}}$) и возвратного тока (где $u_r = 0$).

Имеющиеся экспериментальные данные, особенно по продольной компоненте скорости, не поддаются в настоящее время систематизации и обобщению [172]. Это объясняется сложным характером вторичных течений и их взаимодействием с ограничивающими боковыми и торцевыми стенками. Несмотря на обилие экспериментальных данных по аэродинамике вихревых камер, практически неизученными являются взаимодействие течения в основном объеме с торцевыми слоями и, соответственно, оценка радиальной компоненты скорости в камере, течение при малых тангенциальных числах Рейнольдса.

Экспериментальное исследование было проведено в вихревой камере диаметром $D_K = 100$ мм при переменной высоте $L_K = 20, 70$ и 120 мм с подачей закрученного потока через недиафрагмированный торец при различных расходах G_K . Конструкция направляющего аппарата описана в § 3.1. Расчетные значения окружной скорости, циркуляции и числа Рейнольдса $Re_{\varphi K} = \rho v_{\varphi K} R_K / \mu$, определенные по параметрам завихрителя, приведены в табл. 3.2. Среднерасходная скорость $w_{x1} = 4G_K / (\pi d_1^2 \rho)$ рассчитана по площади выходного отверстия диаметром 20 мм.

В опытах изменялся диаметр выходного отверстия $d_1 = 5; 10; 20; 30; 40$ мм (при этом диапазон изменения чисел $Re_{\varphi K}$ соответствовал данным табл. 3.2); профили скоростей измеряли в трех сечениях по высоте камеры.

3.2. Влияние различных факторов на аэродинамику

Таблица 3.2

G_K , г/с	$v_{фк}$, м/с	Γ_K , м ² /с	$Re_{фк} \cdot 10^{-3}$	w_{x1} , м/с
0,25	0,412	0,021	1,38	0,66
0,5	0,835	0,041	2,76	1,32
0,85	1,42	0,071	4,7	2,25
1,35	2,25	0,112	7,46	3,57

Аэродинамика вихревых камер различной высоты. Результаты измерений продольной скорости и циркуляции в вихревых камерах с $\bar{d}_1 = d_1/D_K = 0,2$ и $G_K = 0,85$ г/с представлены на рис. 3.8. Штриховыми линиями здесь и далее нанесены границы выходного отверстия и завихряющего аппарата.

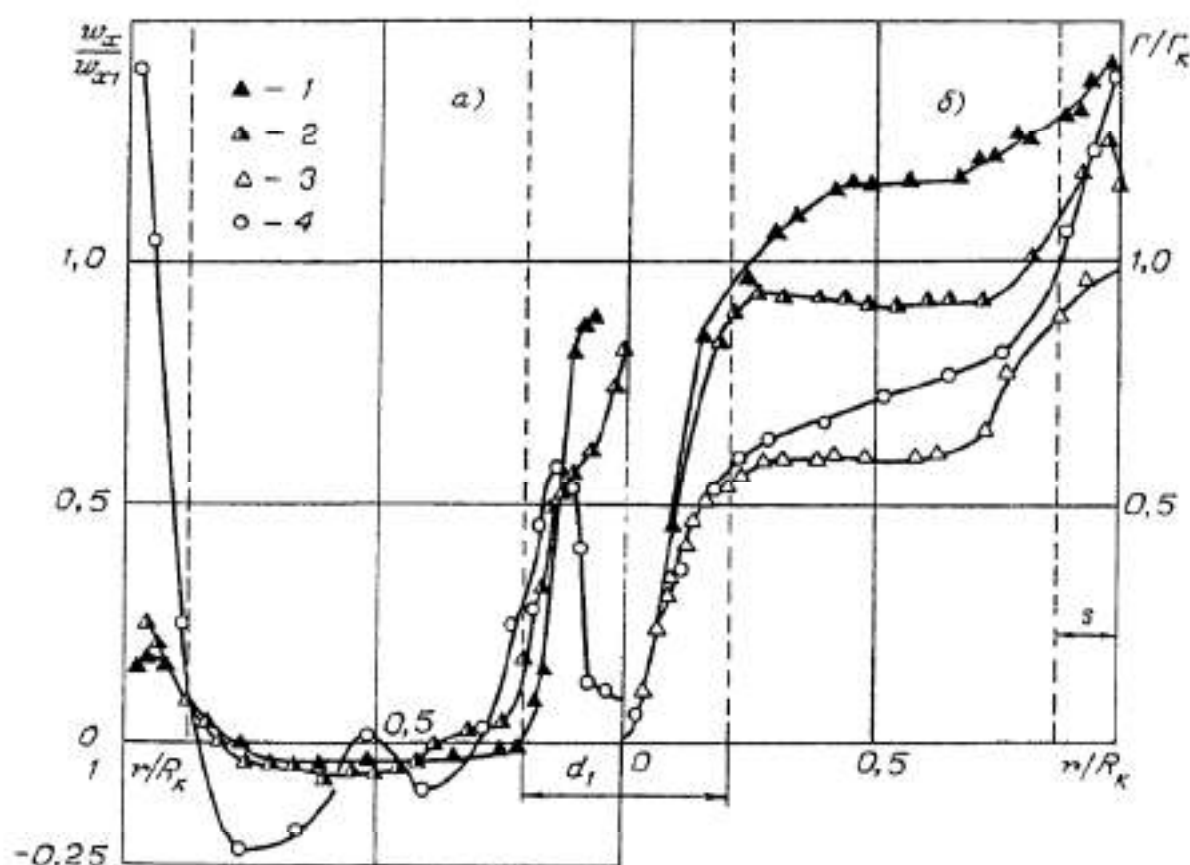


Рис. 3.8. Распределение продольной скорости (а) и циркуляции (б) в вихревой камере. $Re_K = 4,7 \cdot 10^3$: 1 - $\bar{L}_K = L_K/D_K = 0,2$; 2 - 0,7; 3 - 1,2; 4 - опыты [40], $Re_K = 3,5 \cdot 10^5$, $\bar{d}_1 = 0,18$. s - ширина завихрителя

Как видно, профили имеют несколько характерных зон, на которые можно условно разбить все течение в камере. Вдоль цилиндрической боковой поверхности развивается кольцевая пристенная струя, а в приосевой области струя направлена к выходу из камеры. Между ними достаточно большой объем занимает кольцевой обратный ток; скорость в нем во всех исследованных режимах невелика и по порядку величины совпадала со среднерасходным по сечению всей камеры значением. Профили продольной скорости для камер разной высоты совпадают между собой и качественно подобны опытам [40], проведенным при значительно большем тангенциальном числе $Re_K = 3,5 \cdot 10^5$.

Существенно влияет высота вихревой камеры на распределение циркуляций. Причем в короткой камере $\tilde{L}_K = 0,2$ уровень циркуляций выше, чем в длинных ($\tilde{L}_K = 0,7$ и $1,2$), и превышает значение Γ_K , рассчитанное по параметрам завихрителя. Особенности развития пристенной закрученной струи и определяют отличие в значении циркуляции на периферии, качественно же эти профили подобны, и, как в распределении продольных скоростей, наблюдаются три характерные зоны: в окрестности стенки циркуляция имеет струйный профиль, в основном объеме камеры она постоянна, в области выходного отверстия — снижается к центру. Опытные данные [40], полученные при $Re_K = 3,5 \cdot 10^5$, не имеют зоны потенциального течения ($\Gamma = \text{const}$), что объясняется авторами торможением потока за счет вязкого трения в ядре течения.

Разница в уровне циркуляций для камер разной высоты приводит к отличию зависимости потери давления Δp_K от расхода (рис. 3.9): более высокие потери наблюдаются в короткой камере ($\tilde{L}_K = 0,2$), а для длинных камер ($\tilde{L}_K = 0,7$ и $1,2$) эти значения близки между собой.

Рассмотрим формирование потоков в вихревой камере. Схема течения представлена на рис. 3.10. Интегрированием профилей продольной скорости были получены значения расходов в периферийной струе, обратном токе и приосевой струе. Эти значения, отнесенные к общему расходу через камеру, представлены в табл. 3.3.

В ближнем к входному торцу сечении ($x = 10$ мм) периферийный поток переносит количество воздуха, составляющее 130÷140 % от поступающего в камеру. Это объясняется эжекцией периферийной струей газа из нисходящего обратного тока.

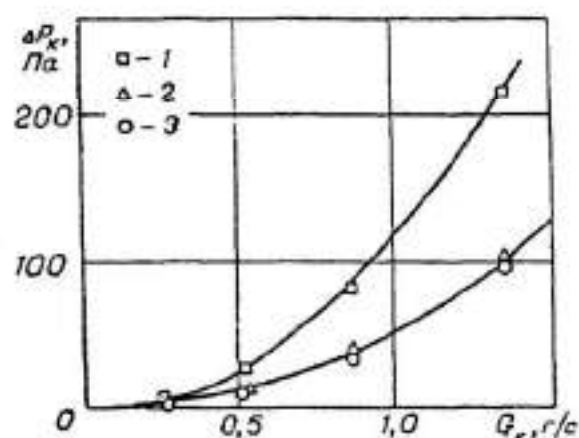


Рис. 3.9. Потери давления в вихревых камерах различной высоты при $\tilde{L}_k = 0,2$. 1 - $\tilde{L}_k = 0,2$; 2 - 0,7; 3 - 1,2

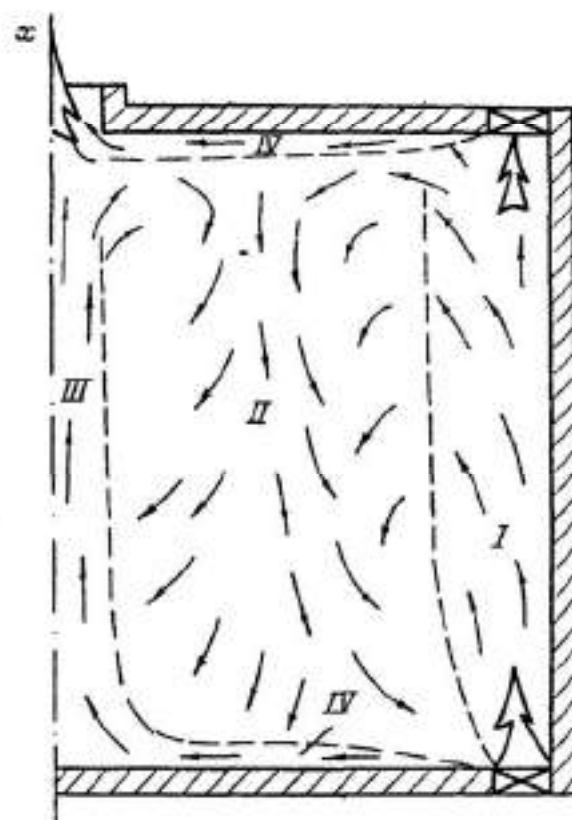


Рис. 3.10. Схема течения в вихревой камере: I - периферийная струя; II - кольцевой обратный ток; III - приосевая струя; IV - торцевые пограничные слои

Таблица 3.3

$\tilde{L}_k = 0,7$				$\tilde{L}_k = 1,2$			
$x, \text{ мм}$	$Q_I, \%$	$Q_{II}, \%$	$Q_{III}, \%$	$x, \text{ мм}$	$Q_I, \%$	$Q_{II}, \%$	$Q_{III}, \%$
10	138	65	27	10	130	67	37
35	98	48	50	60	110	56	46
60	65	40	75	110	62	30	68

Затем в последующих сечениях расход в периферийной струе уменьшается и на расстоянии 10 мм от противоположного торца становится равным $60 \div 65 \% Q_k$.

Кольцевым обратным током, несмотря на малое значение продольной скорости в этой области, переносится значительное количество газа - от $35 \div 40 \%$ у выходного торца, до $65 \div 70 \%$ у входного.

Представляет интерес анализ потока, движущегося в области, ограниченной диаметром выходного отверстия. Уже на расстоянии 10 мм от входного торца в обеих исследуемых камерах он составляет $30 \div 40$ % от общего расхода. К выходному отверстию, как это видно из табл. 3.3, поступает приблизительно такое же количество газа, т.е. $25 \div 35$ %.

В итоге картина течения в вихревой камере выглядит в общих чертах следующим образом. В радиальном направлении газ в исследуемых камерах переносится двумя торцевыми слоями (порядка $50 \div 70$ %), а остальной газ поступает в приосевую струю равномерно по всей высоте камеры. Часть обратного тока на входном торце эжектируется периферийной струей ($30 \div 40$ %), другая часть ($25 \div 35$ %) поступает в торцевой пограничный слой. В окрестности выходного торца периферийная струя, разворачиваясь вдоль торцевой поверхности, образует вторичное обратное течение, а часть ее подпитывает торцевой поток газа.

Подобную картину течения имеют все исследованные далее вихревые камеры с торцевым вдувом при различных режимах течения и геометрических соотношениях. Практически таким же образом формируются потоки в камерах с регулированием расхода на выходе и при подаче в приосевую область струи. Разница заключается лишь в количественном соотношении потоков в вихревых камерах.

Влияние диаметра выходного отверстия на аэродинамику исследовалось при постоянном расходе воздуха $G_K = 0,85$ г/с с переменными длиной камеры и размером выходного отверстия.

Профили циркуляций в камере с $\bar{L}_K = 1,2$ при разных диаметрах выходного отверстия (рис. 3.11) совпадают между собой вне зоны выходного отверстия, а снижение циркуляции начинается с границы выходного отверстия. И продольные скорости для камер с различной степенью диафрагмирования отличаются только в области, ограниченной выходным отверстием. В табл. 3.4 представлены балансы потоков для вихревых камер с различными диаметрами отверстий для сечения $x/L_K = 0,5$.

Увеличение диаметра выходного отверстия, прежде всего, приводит к снижению мощности периферийной струи, при этом расход газа, переносимый обратным током и приосевым потоком, зависит от диаметра диафрагмы сложным образом. Варьированием значения d_1/D_K можно добиться необходимого соотношения между потоками в вихревой камере.

3.2. Влияние различных факторов на аэродинамику

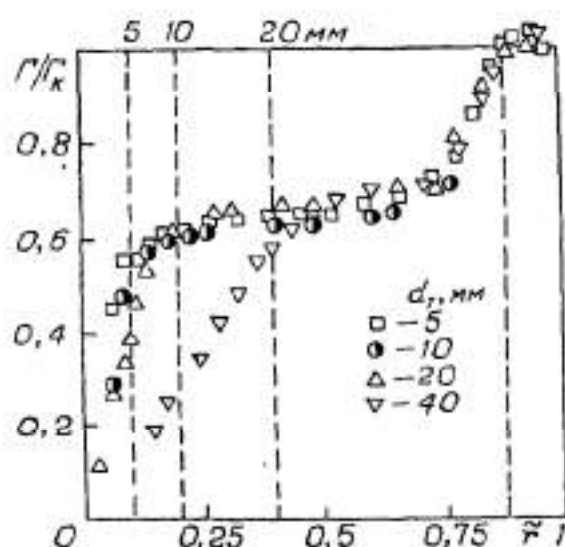


Рис. 3.11. Влияние диаметра выходного отверстия на распределение циркуляций, $Re_K = 4,7 \cdot 10^3$, $L_K = 1,2$

При больших диаметрах выходного отверстия в сечениях камеры, близких к выходу, возникает осевой обратный ток (рис. 3.12); при $x/D_K < 0,5$ он пропадает. Результаты интегрирования осевой скорости для рассматриваемого случая приведены в табл. 3.5.

Влияние изменения расхода исследовали в камерах различной высоты при $\tilde{d}_1 = 0,2$ и параметрах, приведенных в табл. 3.2. Профили безразмерных циркуляций в камере с $L_K = 1,2$ приведены на рис. 3.13. Автомоделность наблюдается только начиная с некоторого значения $Re_K \approx 5 \cdot 10^3$ (см. табл. 3.2), совпадающего с критическим числом Рейнольдса перехода от ламинарного к турбулентному течению на вращающихся дисках [72].

Автомоделность наблюдается только начиная с некоторого значения $Re_K \approx 5 \cdot 10^3$ (см. табл. 3.2), совпадающего с критическим числом Рейнольдса перехода от ламинарного к турбулентному течению на вращающихся дисках [72].

Таблица 3.4

d_1/D_K	$L_K = 0,7$			$L_K = 1,2$		
	$Q_I, \%$	$Q_{II}, \%$	$Q_{III}, \%$	$Q_I, \%$	$Q_{II}, \%$	$Q_{III}, \%$
0,1	113	28	15	143	58	16
0,2	98	48	50	110	56	42
0,4	89,4	16	27,6	98	26	28

Таблица 3.5

$x, \text{ мм}$	$Q_I, \%$	$Q_{II}, \%$	$Q_{III}, \%$	$Q_{\text{подс}}, \%$
10	97	25	28	—
60	98	26	28	—
110	72	21	55	6

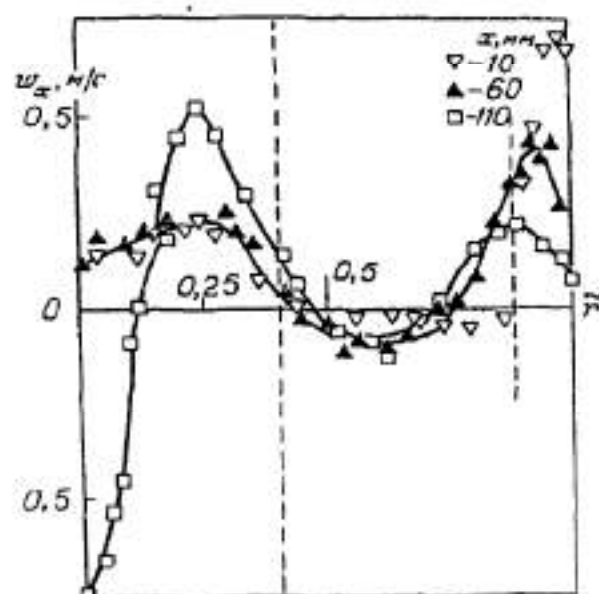


Рис. 3.12. Эволюция профиля осевой скорости по высоте камеры.
 $L_K/D_K = 1,2$; $d_1/D_K = 0,4$

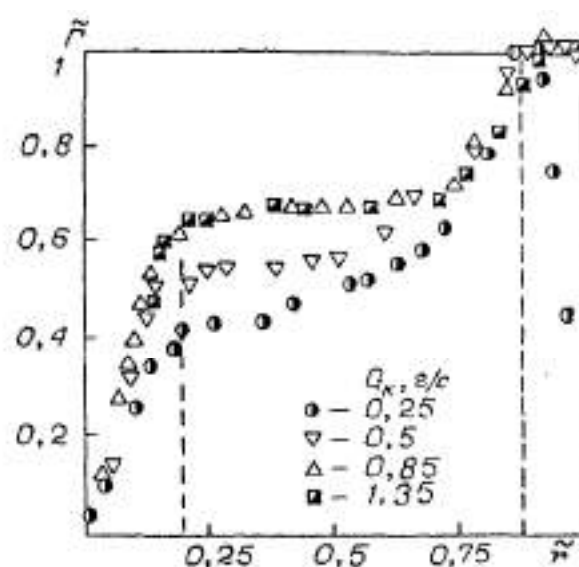


Рис. 3.13. Влияние изменения расхода на течение в вихревой камере с $L_K/D_K = 1,2$

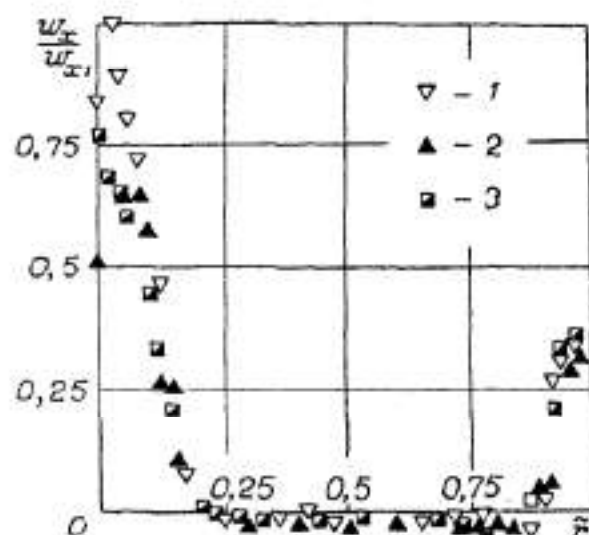


Рис. 3.14. Профиль продольной скорости в камере при вариации расходов, $L_K = 1,2$. 1 - $Re_K = 2,8 \times 10^3$; 2 - $4,7 \cdot 10^3$; 3 - $7,5 \cdot 10^3$

3.3. Торцевой пограничный слой в вихревой камере

Такая же картина наблюдается и для более коротких камер. Вероятно, неавтомоделность профилей циркуляций объясняется изменением режимов течений в исследованном диапазоне чисел Рейнольдса. Интересно отметить, что профили продольных скоростей при использовании в качестве масштаба средней расходной скорости оказались подобными между собой (рис.3.14), т.е. они более консервативны к изменению числа $Re_{\varphi k}$, чем вращательная компонента.

Таким образом, проведенное экспериментальное исследование показало, что течения в торцевых слоях могут переносить большие расходы газа, тем самым существенно влияя на аэродинамику камеры в целом.

3.3. Аэродинамика торцевого пограничного слоя в вихревой камере

Экспериментальное исследование характеристик торцевого слоя. Возникновение торцевых пограничных слоев вызвано торможением потока о поверхность, в результате чего радиальный градиент давления становится несбалансированным центробежными силами. Это приводит к появлению радиального потока массы, направленного к оси камеры. Наличием торцевого течения объясняется хорошо известный "эффект чайнок", когда под действием радиального потока на дне сосуда при вращении в нем жидкости частички группируются в окрестности оси.

Результаты экспериментального изучения аэродинамики торцевых слоев приведены в работах [67, 68, 216, 217]; наиболее подробно исследование характеристик пограничных слоев с помощью бесконтактного метода оптико-механической развертки описано в работах [216, 217]. Очевидно, что эти результаты нуждаются в дополнении данными для камер с другими геометрическими и расходными соотношениями.

Экспериментальные исследования [34, 35, 82] проведены для камер различных высот и при варьировании числа $Re_{\varphi k}$ на периферии камеры.

На рис. 3.15 представлены результаты измерения окружной скорости $v_{\varphi}/v_{\varphi 0}$ в торцевом пограничном слое при различных тангенциальных числах $Re_{\varphi k}$. Здесь использована толщина потери импульса в окружном направлении $\delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{v_{\varphi}}{v_{\varphi 0}} \left(1 - \frac{v_{\varphi}}{v_{\varphi 0}}\right) dx$,

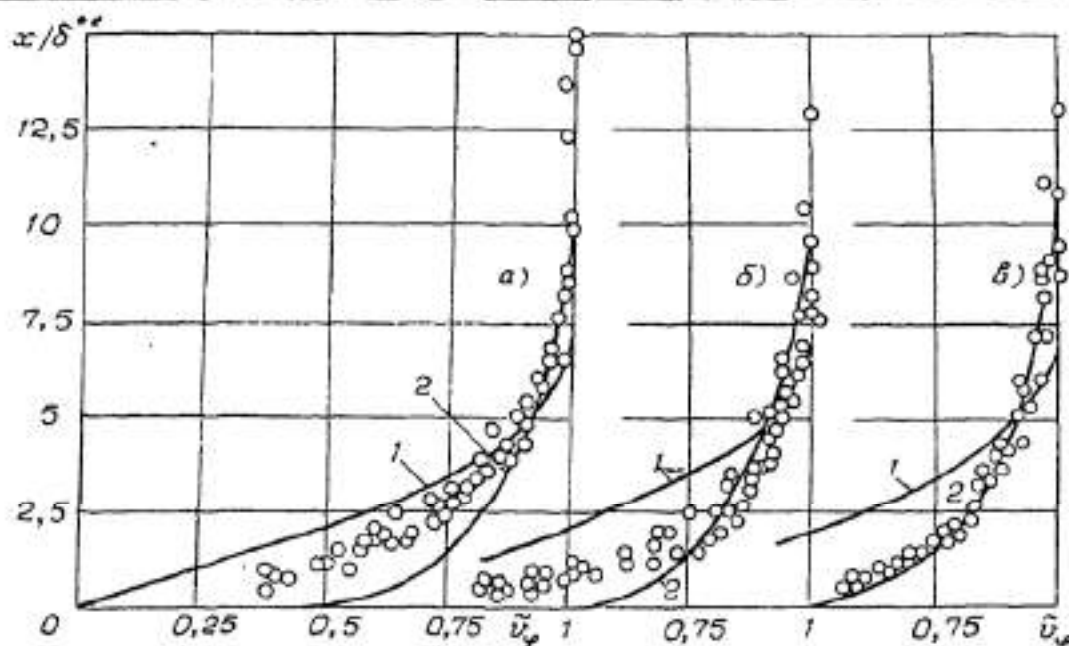


Рис. 3.15. Профили окружной скорости в торцевом пограничном слое. α — $Re_{\kappa} = 5 \cdot 10^3$; δ — $5,5 \cdot 10^4$ [216]; ϵ — $1,3 \cdot 10^5$ [216, 217]. Расчет: 1 — ламинарное течение $\tilde{u}_{\varphi} = \xi(1-\xi)$; 2 — турбулентный режим $\tilde{u}_{\varphi} = \xi^{1/7}$. (Здесь $\xi = x/\delta$)

δ — толщина пограничного слоя для окружной компоненты скорости. С увеличением периферийного числа $Re_{\varphi\kappa}$ профили все более приближаются к степенному с $n=1/7$, а при $Re_{\varphi\kappa} > 10^5$ они становятся автомодельными и совпадают с этой расчетной зависимостью.

Распределения радиальной компоненты скорости торцевого течения (рис. 3.16) имеют вид, характерный для пристенных струй. Максимум скорости при приближении к оси камеры возрастает, а толщина всего пограничного слоя невелика и для исследуемых режимов не превышает 3÷4 мм.

Результаты измерений, обработанные в координатах, использующихся при анализе струй, даны на рис. 3.17. Здесь же приводятся расчетные зависимости, наиболее широко применяемые для описания скоростей в трехмерных пограничных слоях, в том числе на вращающихся дисках и торцах вихревых камер.

Соотношение Кармана [209]

$$u_r/v_{\varphi 0} = -\xi^{1/7}(1-\xi)\operatorname{tg} \alpha_{\text{CT}}, \quad (3.23)$$

3.3. Торцевой пограничный слой в вихревой камере

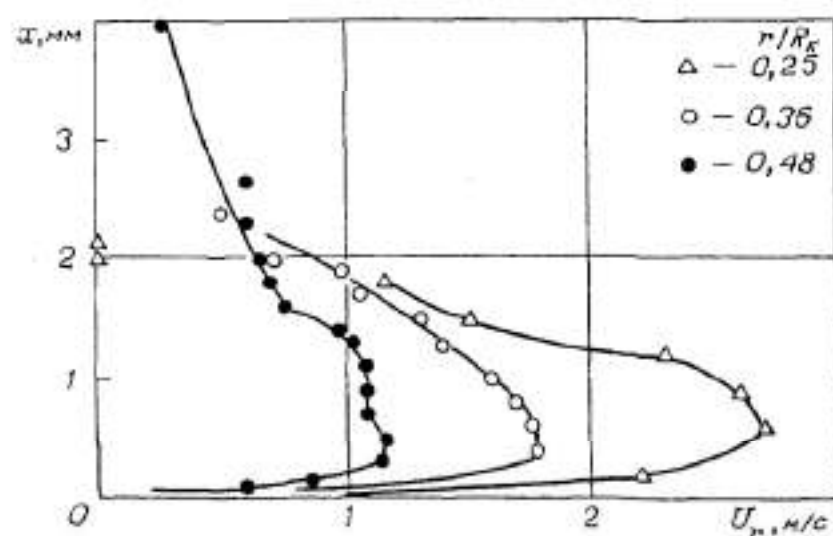


Рис. 3.16. Развитие радиального течения в пограничном слое. $G_K=0,85$ г/с, $Re_{\varphi K}=4,7 \cdot 10^3$

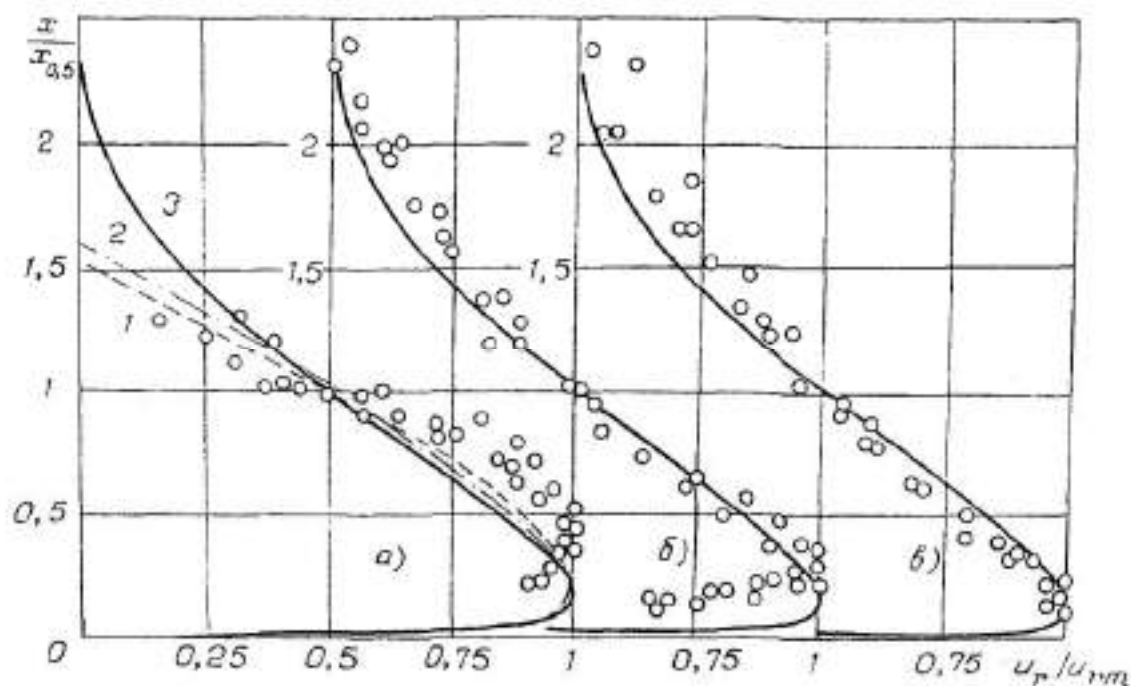


Рис. 3.17. Профиль радиальной компоненты скорости в торцевом слое. Эксперименты: а - $Re_{\varphi K} \approx 5 \cdot 10^3$; б - $5,5 \cdot 10^4$; в - $1,3 \cdot 10^5$. Расчетные профили: 1 - по Карману (3.23); 2 - по Веберу (3.25); 3 - по Ротту (3.24)

где $\operatorname{tg} \alpha_{\text{CT}} = (u_r/v_\varphi)_{x \rightarrow 0}$; α_{CT} - угол закрутки потока у стенки.

Ротт [217] использует следующую зависимость

$$u_r/v_{\varphi 0} = -\xi^{1/7} (1-\xi)^2 \operatorname{tg} \alpha_{\text{CT}}. \quad (3.24)$$

Аналогичную формулу получил и Колесников [93] для профиля скорости вторичного течения в пространственном пограничном слое.

Вебером [250] было получено следующее соотношение

$$u_r/v_{\varphi 0} = -(\xi^{1/7} - \xi) \operatorname{tg} \alpha_{\text{CT}}. \quad (3.25)$$

В качестве масштабного параметра в (3.23)–(3.25) используется локальная окружная скорость в ядре течения $v_{\varphi 0}$. Хотя величина $v_{\varphi 0}$ и является определяющей в формировании вторичного радиального течения, такое представление профиля безразмерной скорости u_r является некорректным, и масштабом в данном случае должно быть характерное значение радиальной скорости. Так, Уормли [150] получил зависимость следующего вида (для $u_{r0}=0$)

$$u_r/u_{rm} = 1,69 \xi^{1/7} (1-\xi)^2. \quad (3.26)$$

Формула (3.26) может быть получена из соотношения Ротта (3.24), если из него найти координату максимальной скорости δ_m/δ и затем значение u_{rm} . Следует отметить, что значения δ_m/δ , определенные по формулам (3.23)–(3.25), существенно различаются между собой. Так, согласно формуле Кармана, $\delta_m/\delta = 0,125$; Вебера - 0,1 и Ротта - 0,043.

Из рис. 3.17 видно, что, подобно профилям окружной скорости, хорошее соответствие между теорией и экспериментом наблюдается только при достаточно больших числах Рейнольдса, при этом лучшее совпадение, и особенно во внешней части, дает профиль Ротта (3.24).

На наш взгляд, в рассматриваемом случае достаточно эффективным может быть подход, используемый при анализе пристенных струй [30, 128, 145, 181]. Пограничный слой в радиальном направлении разбиваем на две зоны (рис. 3.18) - пристенную ($0 < x < \delta_m$) с закономерностями пристенной турбулентности ($\bar{u}_r = \xi^{1/7}$)^m и струйную ($\delta_m < x < \delta$), где преобладающими являются процессы струйного смешения. Профиль скорос-

3.3. Торцевой погранслои в вихревой камере

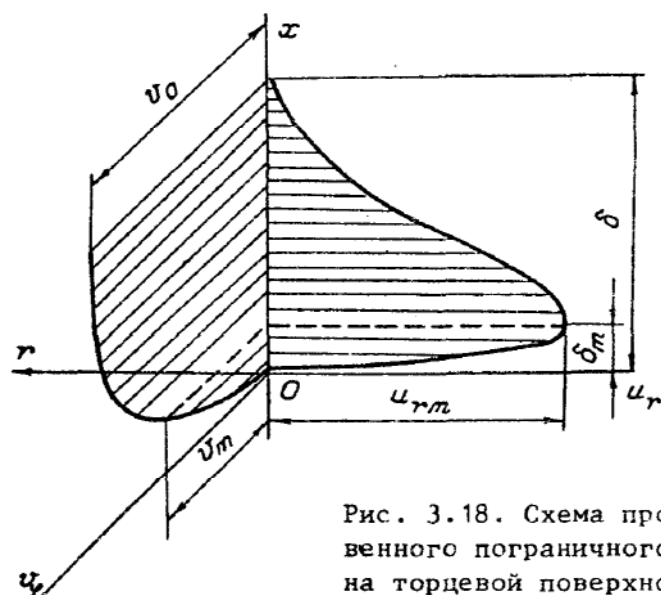


Рис. 3.18. Схема пространственного пограничного слоя на торцевой поверхности

ти в этой зоне может быть описан формулой Шлихтинга (2.35). Такой подход широко используется в теории пристенных струй и, как показывают сопоставления, он дает хорошее соответствие с экспериментом для различных случаев взаимодействия струй с поверхностями [30, 128, 181].

На рис. 3.19 экспериментальные профили радиальной компоненты скорости, полученные при различных числах Рейнольдса, сопоставляются со струйной закономерностью (2.35); хорошее совпадение их между собой говорит о большей универ-

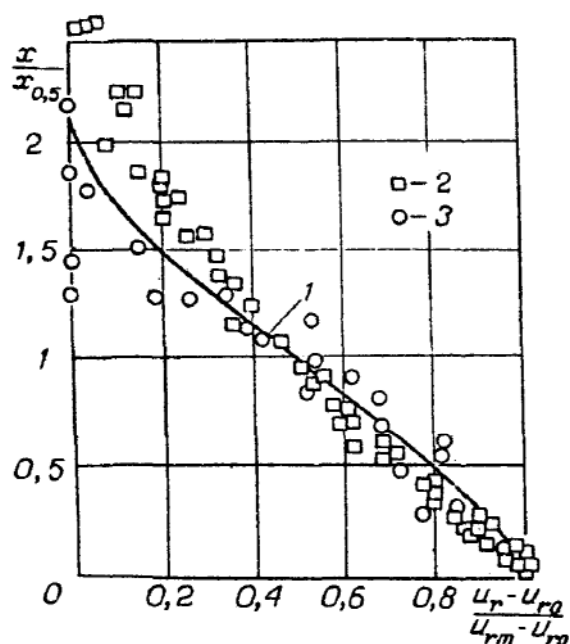


Рис. 3.19. Профиль радиальной компоненты скорости в струйной части торцевого слоя. 1 — профиль Шлихтинга (2.35); эксперименты: 2 — $Re_K = 5 \cdot 10^3$; 3 — $Re_K \approx 1,3 \cdot 10^5$ [216]

сальности такого подхода по сравнению с формулами (3.23)–(3.25).

Полученные экспериментальные данные по распределению компонент скорости в торцевом слое дают общую картину течения и были использованы для разработки метода расчета и сопоставления с результатами теории.

Метод расчета параметров торцевого слоя в вихревой камере. Проблема расчета торцевых слоев непосредственно связана с исследованием вращающихся дисков и взаимодействия вихрей с плоскостью. Основополагающими работами в этой области следует назвать исследования Кармана [209], Бёдевата [185], Труккенбродта [245] и др.; обзор этих работ изложен в [72, 97]. Подробно имеющиеся решения уравнений Навье – Стокса для вихрей, взаимодействующих с плоскостью, изложены в монографии М.А.Гольдштика [52].

Одними из первых теоретических работ, учитывающих взаимодействие закрученного потока с торцевыми поверхностями в вихревых камерах, были [105, 234]. В этих исследованиях было принято, что пограничный слой на торцевой поверхности в процессе его развития по радиусу можно разбить на две зоны (рис. 3.20): область развивающегося ($\tilde{r}^* \leq \tilde{r} \leq 1$) и развитого ($\tilde{r}_0 \leq \tilde{r} \leq \tilde{r}^*$) течения ($\tilde{r}$ – радиус, где весь расход газа

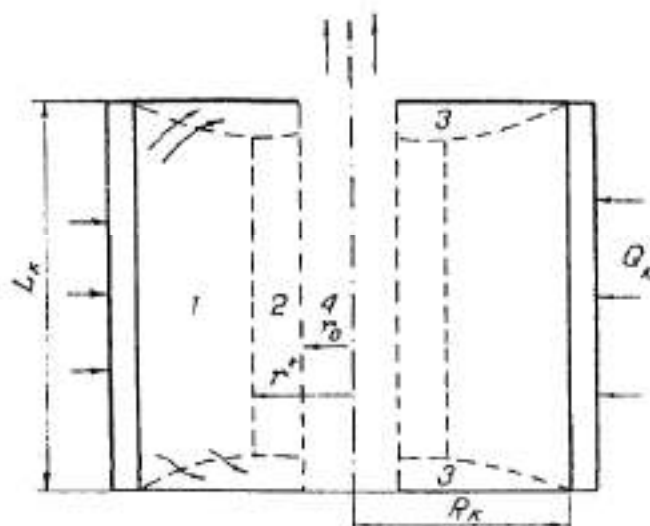


Рис. 3.20. Схема течения в вихревой камере. 1 – область развивающегося течения; 2 – область развитого течения; 3 – торцевые пограничные слои; 4 – зона выходного отверстия

3.3. Торцевой пограничный слой в вихревой камере

G_K проходит через торцевые пограничные слои и радиальная компонента скорости в области вне пограничных слоев равна нулю).

Используя обычные упрощения, запишем уравнения движения и неразрывности для торцевого пограничного слоя в цилиндрической системе координат [171]

$$\begin{aligned} u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + w \frac{\partial u_r}{\partial x} - \frac{v_\varphi^2}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{rx}}{\partial x}; \\ u_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} + w \frac{\partial v_\varphi}{\partial x} - \frac{u_r v_\varphi}{r} &= \frac{1}{\rho} \frac{\partial \tau_{\varphi x}}{\partial x}; \\ \frac{\partial p}{\partial x} &= 0; \\ \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial w}{\partial x} &= 0. \end{aligned} \quad (3.27)$$

Следуя работам [105, 140, 150, 216, 234], допустим, что течение в областях 1 и 2 вне пограничных слоев является невязким, и тогда для этих зон из уравнений Навье - Стокса можно записать

$$\begin{aligned} u_{ro} \frac{\partial u_{ro}}{\partial r} - \frac{v_{\varphi o}^2}{r} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r}; \\ u_{ro} \frac{\partial v_{\varphi o}}{\partial r} + \frac{u_{ro} v_{\varphi o}}{r} &= 0; \\ \frac{\partial p}{\partial x} &= 0; \\ \frac{\partial u_{ro}}{\partial r} + \frac{u_{ro}}{r} + \frac{\partial w_{xo}}{\partial x} &= 0. \end{aligned} \quad (3.28)$$

При этом полагалось, что радиальная u_{ro} и окружная $v_{\varphi o}$ скорости в этих областях не изменяются по высоте камеры. Индекс o в (3.28) означает параметры вне торцевого слоя. Представив второе уравнение системы (3.28) в виде

$$\frac{1}{r} u_{ro} \frac{\partial \Gamma_o}{\partial r} = 0, \quad (3.29)$$

получим, что при $u_{r0} \neq 0$ $\Gamma_0 = \Gamma_K = v_{\varphi K} R_K = \text{const}$, т.е. вращение потока вне торцевого слоя в зоне развивающегося течения 1 является потенциальным.

В действительности, за счет проявления вязкости во вращающемся потоке движение в области вне пограничных слоев происходит с потерей циркуляции

$$\frac{v_{\varphi 0}}{v_{\varphi K}} \frac{r^m}{R_K^m} = \tilde{v}_{\varphi 0} \tilde{r}^m = \text{const}, \quad (3.30)$$

а $m \leq 1$. Зависимость (3.30) подтверждается опытами работ [39, 216, 217], причем m начинает отличаться от единицы при достаточно больших числах Рейнольдса.

Дальнейший анализ динамики пограничного слоя будем проводить для произвольного числа $-1 \leq m \leq 1$, а случаи $m=1$ (потенциальное вращение), $m=0$ (вращение с постоянной окружной скоростью) и $m=-1$ (квазитвердое вращение) будем рассматривать как частные.

Составим интегральные соотношения торцевого пограничного слоя. Поскольку влияние стенки на профиль радиальной скорости сказывается на слое толщиной δ_m (см. рис. 3.18), то интегрирование первого уравнения системы (3.27) будем проводить по толщине этой области. Тогда с использованием уравнения неразрывности для непроницаемой и невращающейся торцевой стенки и с учетом граничных условий: $x=0$, $u_r = v_{\varphi} = \omega_x = 0$, $\tau_{rx} = (\tau_r)_{\text{ст}}$; $x=\delta_m$, $u_r = u_{rm}$, $\tau_{rx} = 0$, после несложных преобразований получим интегральное соотношение импульсов в радиальном направлении:

$$\frac{1}{\tilde{r}} \frac{d(\text{Re}_r^{**} \tilde{r})}{d\tilde{r}} + \frac{1}{u_{rm}} \frac{\partial u_{rm}}{\partial \tilde{r}} \left(1 + \frac{\delta_r^*}{\delta_r^{**}} + \frac{\delta_m}{\delta_r^{**}} \right) - \text{Re}_r^{**} \frac{1}{2} \frac{v_{\varphi 0}^2}{u_{rm}^2} \frac{\int_0^{\delta_m} (1 - \tilde{v}_{\varphi}^2) dx}{\delta_r^{**}} = \frac{c_{fr}}{2} \text{Re}_m. \quad (3.31)$$

Здесь $\delta_r^{**} = \int_0^{\delta_m} \tilde{u}_r (1 - \tilde{u}_r) dx$; $\delta_r^* = \int_0^{\delta_m} (1 - \tilde{u}_r) dx$;

$$\tilde{u}_r = u_r / u_{rm}; \quad \tilde{v}_{\varphi} = v_{\varphi} / v_{\varphi 0}; \quad \text{Re}_r^{**} = u_{rm} \delta_r^{**} / \nu;$$

$$c_{fr} / 2 = (\tau_{rx})_{\text{ст}} / (\rho u_{rm}^2); \quad \text{Re}_m = u_{rm} R_K / \nu.$$

3.3. Торцевой пограничный слой в вихревой камере

Как видно, интегральное соотношение (3.31) совпадает с аналогичным выражением для пристенных струй [33]. Исключение составляет третий член, обусловленный воздействием центробежных сил на перенос импульса в радиальном направлении. Для тангенциального направления интегральное уравнение может быть получено аналогичным образом. Интегрируя второе уравнение системы (3.27) по толщине всего пограничного слоя δ при граничных условиях

$$x=0: u_r = v_\varphi = w_x = 0; \tau_{\varphi x} = (\tau_{\varphi x})_{\text{ст}};$$

$$x=\delta: u_r = 0, v_\varphi = v_{\varphi 0}, \tau_{\varphi x} = 0,$$

имеем

$$\frac{1}{\tilde{r}} \frac{d(\text{Re}_\varphi^{**} \tilde{r})}{d\tilde{r}} - \text{Re}_\varphi^{**} \left(\frac{1}{\tilde{r}} + \frac{1}{\tilde{v}_{\varphi 0}} \frac{\partial \tilde{v}_{\varphi 0}}{\partial \tilde{r}} \right) \tilde{w} = \frac{c_{f\varphi}}{2} \text{Re}_m. \quad (3.32)$$

Здесь $\tilde{v}_{\varphi 0} = v_{\varphi 0} / v_{\varphi k}$; $\tilde{w} = (\int_0^\delta \tilde{u}_r \tilde{v}_\varphi dx) / \delta_\varphi^{**}$; $\text{Re}_\varphi^{**} = u_{rm} \delta_\varphi^{**} / \nu$;

$$\delta_\varphi^{**} = \int_0^\delta \tilde{u}_r (1 - \tilde{v}_\varphi) dx; c_{f\varphi} / 2 = (\tau_{\varphi x})_{\text{ст}} / (\rho v_{\varphi 0} u_{rm}).$$

Число Рейнольдса в (3.32) определено по максимальной радиальной скорости u_{rm} , которая является определяющей в процессе переноса момента количества движения. Интегральная величина δ_φ^{**} характеризует толщину потери момента количества движения. В частном случае потенциального вращения газа в области торцевого слоя ($m=1$) над неподвижной поверхностью второй член в (3.32) равен нулю и уравнение значительно упрощается

$$\frac{1}{\tilde{r}} \frac{d(\text{Re}_\varphi^{**} \tilde{r})}{d\tilde{r}} = \frac{c_{f\varphi}}{2} \text{Re}_m \quad (3.33)$$

и становится по форме идентичным обычному интегральному соотношению энергии для осесимметричного пограничного слоя [99], причем аналогом циркуляции будет являться температура газа. Это свидетельствует о подобии процессов переноса момента количества движения и энергии в пограничном слое вращающегося потока.

Очевидно, что уравнения (3.31)–(3.33) справедливы как для ламинарного, так и турбулентного режимов обтекания. Для их решения необходимо знать профили окружной и радиальной компонент скорости, распределение максимальной скорости по радиусу камеры, а также законы сопротивления, связывающие коэффициент трения с интегральными параметрами пограничного слоя. В общем случае из совместного решения системы интегральных соотношений (3.31) и (3.32) находится распределение по радиусу камеры значений трения, интегральных параметров δ_{φ}^{**} , δ_r^{**} , а также толщин пограничных слоев. Зная δ_m и δ , профили скорости и закон изменения $u_{\varphi m} = f(r)$, можно определить одну из наиболее важных характеристик – расход газа через торцевой слой.

Расчет значительно упрощается, если принять отношение толщин пограничных слоев постоянным $\tilde{\delta}_m = \delta_m / \delta = \text{const}$ по радиусу торцевой поверхности. Такой подход широко используется при анализе пристенных струй [33, 99, 145]. Причем, как это будет показано ниже, результаты расчетов слабо зависят от отношения δ_m / δ при изменении его в широких пределах – $0,05 \div 0,3$. Тогда уравнения (3.31) и (3.32) можно решить независимо друг от друга; поскольку основной целью было определение толщины пограничного слоя и расхода через него, то основное внимание было уделено решению интегрального соотношения сохранения момента количества движения.

Распределение скоростей в торцевом слое. Вывод законов трения. Экспериментальные результаты, изложенные выше, показали, что для развитого турбулентного режима течения профиль окружной скорости описывается степенным законом $\tilde{v}_{\varphi} = (x/\delta)^n$, профиль радиальной скорости в пристенной части – также степенной зависимостью $\tilde{u}_r = (x/\delta_m)^n$, а в струйной – формулой Шлихтинга (2.35). Используя такие представления для компонент скорости, можно определить полную скорость и ее направление

$$v_{\Sigma} = \sqrt{u_r^2 + v_{\varphi}^2}, \quad \alpha = \arctg(u_r/v_{\varphi}),$$

где α – угол между вектором полной скорости и окружным направлением, в пристенной части пограничного слоя ($x < \delta_m$) его значение постоянно по толщине и равно углу закрутки на стенке

3.3. Торцевой погранслои в вихревой камере

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{CT}} = \frac{u_{rm}}{v_{\varphi 0}} \frac{\tilde{u}_r}{\tilde{v}_\varphi} = \frac{u_{rm}}{v_{\varphi 0}} \tilde{\delta}_m^{-n}. \quad (3.34)$$

Величина $\tilde{\delta}_m^{-n} = (\delta_m/\delta)^{-n}$ практически постоянна в интервале значений $\delta_m = 0,05-0,3$, поэтому принимаем

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{CT}} = 1,4 u_{rm}/v_{\varphi 0}. \quad (3.35)$$

Перейдем к анализу распределения максимального значения радиальной компоненты скорости по радиусу торцевой стенки. Эта зависимость может быть найдена из системы уравнений (3.31), (3.32). Воспользовавшись методом, подобным предложенному для расчета максимальной скорости в пристенных струях [33, 99], можно получить достаточно простые соотношения для u_{rm} . Запишем уравнение движения в радиальном направлении для $x = \delta_m$, положив в первом приближении $(\partial \tau_{rx}/\partial x)_{x=\delta_m} \rightarrow 0$. Тогда из (3.27) имеем

$$u_{rm} \frac{\partial u_{rm}}{\partial r} - \frac{v_{\varphi m}^2}{r} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = u_{r0} \frac{\partial u_{r0}}{\partial r} - \frac{v_{\varphi 0}^2}{r}. \quad (3.36)$$

Здесь $v_{\varphi m}$ — окружная скорость в точке $x = \delta_m$.

Интегрируя (3.36) с учетом (3.30) и граничного условия $u_{rm} = u_{rk}$ при $r = R_k$, получим

$$u_{rm}/v_{\varphi k} = \left[(u_{rk}/v_{\varphi k})^2 + (1 - \tilde{\delta}_m^{2n}) (\tilde{r}^{-2m} - 1)/m \right]^{1/2}. \quad (3.37)$$

Здесь $u_{rk} = G_k/(2\pi R_k \rho L_k)$ — среднерасходная радиальная скорость на периферии камеры. В диапазоне $\delta_m = 0,05-0,3$ значение $(1 - \tilde{\delta}_m^{2n}) \approx 0,4$. Тогда

$$u_{rm}/v_{\varphi k} = \left[(u_{rk}/v_{\varphi k})^2 + 0,4 (\tilde{r}^{-2m} - 1)/m \right]^{1/2}. \quad (3.38)$$

Следует отметить, что формула (3.38) дает результаты, близкие к полученным численным решениям системы интегральных уравнений (3.31), (3.32).

Для течения в вихревой камере с интенсивной закруткой ($u_{rk} \ll v_{\varphi k}$) из (3.38) при $m \neq 0$ имеем

$$u_{rm}/v_{\varphi k} = \sqrt{0,4 (\tilde{r}^{-2m} - 1)/m}, \quad (3.39)$$

а при $m = 0$:

$$u_{rm}/v_{\varphi k} = \sqrt{0,81 \ln(1/\tilde{r})}.$$

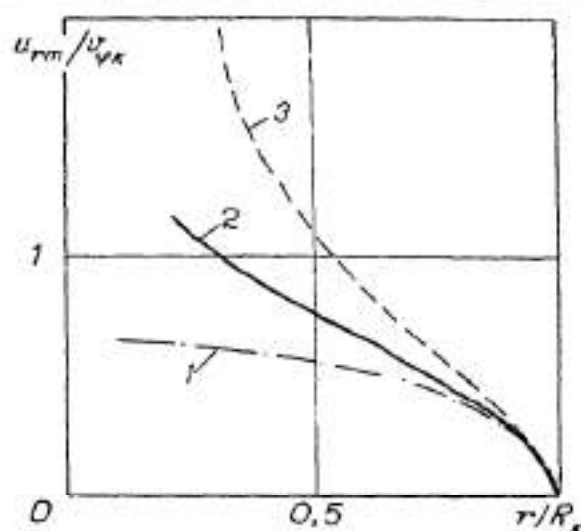


Рис. 3.21. Изменение максимальной радиальной скорости по радиусу вихревой камеры в торцевом пограничном слое. 1 - квазитвердое вращение ($m=-1$); 2 - вращение с постоянной окружной скоростью ($m=0$); 3 - потенциальное вращение ($m=1$)

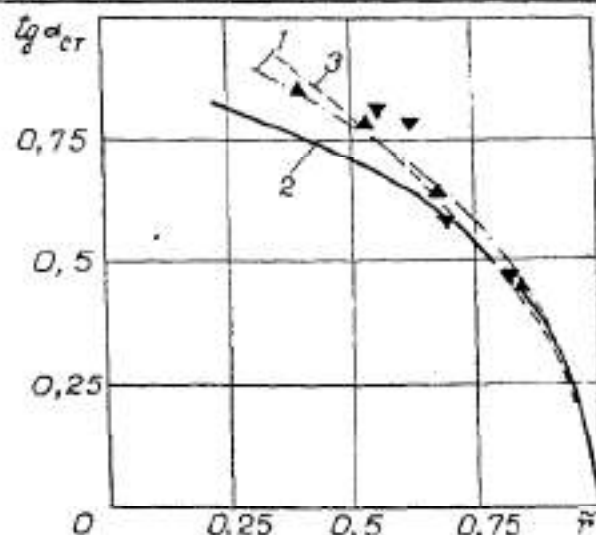


Рис. 3.22. Сопоставление расчетных и экспериментальных значений угла закрутки потока. 1 - расчет по (3.40) для $m=0,7$; 2 - по (3.42) для $m=1$; 3 - [140] для $m=1$

На рис. 3.21 представлены результаты расчета по (3.39). Характерно, что закон распределения тангенциальной компоненты скорости вне пограничных слоев сильно сказывается на закономерностях развития радиального течения. Из рисунка видно, что наиболее мощное радиальное течение в окрестности торцев имеет место при вращении газа с сохранением циркуляции; течение с постоянной окружной скоростью и особенно с постоянной угловой скоростью снижают перетечки газа по торцу.

Используя (3.35) и (3.39), найдем изменение угла закрутки потока на стенке по радиусу торца;

$$\text{при } m \neq 0 \quad \operatorname{tg} \alpha_{\text{CT}} = \tilde{\delta}_m^{-n} \tilde{r}^m \left[0,4 (\tilde{r}^{-2m} - 1/m) \right]^{1/2}; \quad (3.40)$$

$$\text{при } m=0 \quad \operatorname{tg} \alpha_{\text{CT}} = \tilde{\delta}_m^{-n} \left[0,8 \ln(1/\tilde{r}) \right]^{1/2}; \quad (3.41)$$

$$\text{при } m=1 \quad \operatorname{tg} \alpha_{\text{CT}} = 0,83 \sqrt{1-\tilde{r}^2}. \quad (3.42)$$

Экспериментальные значения угла закрутки потока на торцевой стенке вихревой камеры [216, 217] практически совпадают с рассчитанными по формуле (3.40) для среднего в опытах значения $m=0,7$ (рис. 3.22). Достаточно близкими к на-

3.3. Торцевой погранслои в вихревой камере

шим экспериментальным и расчетным данным оказались результаты численного решения работы [140]. Как видно из рис. 3.22, угол закрутки потока интенсивно возрастает при движении от периферии камеры к центру, что вызвано увеличением к центру радиального течения вдоль торца.

Для вывода законов трения воспользуемся гипотезой Прандтля для пространственного турбулентного пограничного слоя. По аналогии с пограничным слоем закрученного потока (1.56) выражение для турбулентного трения имеет вид

$$\tau_{\Sigma} = \sqrt{\tau_{\varphi x}^2 + \tau_{rx}^2} = \rho l^2 (\partial v_{\Sigma} / \partial x)^2,$$

где $v_{\Sigma} = \sqrt{v_{\varphi}^2 + v_r^2}$ — суммарная скорость в пристенной части пограничного слоя. Угол скоса потока не изменяется по толщине пристенной зоны $0 < x < \delta_m$, поэтому направления векторов полной скорости и касательного напряжения совпадают между собой, и для этой зоны можно записать

$$\tau_{\varphi x} = \tau_{\Sigma} \cos \alpha; \quad (3.43)$$

$$\tau_{rx} = \tau_{\Sigma} \sin \alpha. \quad (3.44)$$

Принимая, что закон трения для полного касательного напряжения в пространственном пограничном слое имеет такой же вид, как и при обтекании пластины [99], имеем

$$(\tau_{\Sigma})_{\text{CT}} / (\rho v_{\Sigma m}^2) = (B/2) (\text{Re}_{\Sigma m}^{**})^{-1/4}, \quad (3.45)$$

где при $\text{Re}_{\Sigma m}^{**} < 10^4$ $B/2 \approx 0,0128$. При этом необходимо иметь в виду, что характерной скоростью в (3.45) является суммарная скорость на границе пристенного слоя ($x = \delta_m$):

$$v_{\Sigma m} = \sqrt{u_{rm}^2 + v_{\varphi m}^2} = \delta_m^n v_{\varphi 0} \sqrt{1 + \text{tg}^2 \alpha_{\text{CT}}}. \quad (3.46)$$

Соответственно и число Рейнольдса в (3.45) построено по этой скорости $\text{Re}_{\Sigma m}^{**} = v_{\Sigma m} \delta_{\Sigma m}^{**} / \nu$, а $\delta_{\Sigma m}^{**} = \int_0^{\delta_m} \tilde{v}_{\Sigma} (1 - \tilde{v}_{\Sigma}) dx$.

Используя (3.43)–(3.45), найдем выражение для трения на стенке в тангенциальном направлении

$$\begin{aligned} c_{f\varphi}/2 &= (\tau_{\varphi x})_{\text{CT}} / (\rho u_{rm} v_{\varphi 0}) = (B/2) (\text{Re}_{\varphi}^{**})^{-1/4} \delta_m^{n-1/4} \times \\ &\times [(1 + \text{tg}^2 \alpha_{\text{CT}}) / \text{tg}^2 \alpha_{\text{CT}}]^{3/8} \end{aligned} \quad (3.47)$$

и радиальном

$$c_{fr}/2 = (\tau_{rx})_{ст} / (\rho u_{rm}^2) = (B/2) (Re_{\varphi}^{**})^{-1/4} \left[(1 + tg^2 \alpha_{ст}) / tg^2 \alpha_{ст} \right]^{3/8}. \quad (3.48)$$

В ряде исследований [140, 150, 217] коэффициент трения в тангенциальном направлении принято определять, используя максимальное значение окружной скорости $v_{\varphi 0}$. В этом случае из (3.47) получим

$$(\tau_{\varphi x})_{ст} / (\rho v_{\varphi 0}^2) = (B/2) (v_{\varphi 0} \delta_{\varphi}^{**} / \nu)^{-1/4} \left[(1 + tg^2 \alpha_{ст}) / tg^2 \alpha_{ст} \right]^{3/8}. \quad (3.49)$$

Таким образом, полученные соотношения для максимального значения радиальной компоненты скорости (3.39), угла закрутки потока на стенке (3.40)–(3.42) и законы трения (3.47) и (3.48) позволяют решить интегральные уравнения (3.31) и (3.32) для зоны развивающегося течения.

Решение интегральных соотношений импульсов торцевого слоя. Используя закон трения в форме (3.47) и распределение скорости вне торцевого слоя (3.30), представим интегральное соотношение (3.32) в виде

$$\frac{dRe_{\varphi}^{**}}{dr} + \frac{Re_{\varphi}^{**}}{r} [1 - \tilde{w}(1-m)] = \quad (3.50)$$

$$= -(B/2) (Re_{\varphi}^{**})^{-1/4} \delta_m^{(2\pi-1)/4} (tg \alpha_{ст})^{1/4} (1 + tg^2 \alpha_{ст})^{3/8} \tilde{r}^{-m} Re_K.$$

Знак минус в правой части (3.50) появляется из-за того, что скорость u_{rm} , по которой рассчитывается число $Re_{\varphi}^{**} = u_{rm} \delta_{\varphi}^{**} / \nu$, направлена к оси камеры.

Проанализируем уравнение (3.50). Найдем относительные значения толщины потери потока момента импульса $\delta_{\varphi}^{**} / \delta$, интегрального параметра $\tilde{w}$ и параметра $c = (\int_0^{\delta} \tilde{u}_r dx) / \delta_{\varphi}^{**}$, характеризующего расход газа через торцевой слой. Результаты расчетов в интервале $\tilde{\delta}_m = 0,05 \div 0,3$ представлены в табл. 3.6. Слабая зависимость интегральных параметров от $\tilde{\delta}_m$ значительно упрощает дальнейший анализ. Поэтому, как указывалось выше, уравнение (3.50) можно решить независимо от интегрального соотношения импульсов в радиальном направлении.

3.3. Торцевой пограничный слой в вихревой камере

Таблица 3.6

$\tilde{\delta}_m$	0,05	0,1	0,15	0,2	0,25	0,3
$\delta_{\varphi}^{**}/\delta$	0,092	0,093	0,094	0,095	0,096	0,097
$\tilde{c}$	5,147	5,302	5,465	5,620	5,779	5,942
$\tilde{\omega}$	4,150	4,305	4,46	4,618	4,780	4,947

С учетом выражения для угла закрутки потока на стенке (3.40) представим (3.50) в виде

$$\frac{dRe_{\varphi}^{**}}{d\tilde{r}} + \frac{Re_{\varphi}^{**}}{\tilde{r}} [1 - \tilde{\omega}(1-m)] = -\frac{B}{2} (Re_{\varphi}^{**})^{-1/4} \tilde{\delta}_m^{(2n-1/4)} \times \\ \times (\tilde{\delta}_m^{-2n} - 1)^{1/8} \tilde{r}^{-(m+1/4)} Re_{\varphi K} M(\tilde{r}). \quad (3.51)$$

где

$$M(\tilde{r}) = \left\{ \left[1 + \frac{1 - \tilde{\delta}_m^{2n}}{m \tilde{\delta}_m^{2n}} (1 - \tilde{r}^{2m}) \right]^3 \frac{\tilde{r}^2 (1 - \tilde{r}^{2m})}{m} \right\}^{1/8}.$$

Анализ показал, что комплекс $M(\tilde{r})$ весьма слабо изменяется по радиусу, и в диапазоне $0,7 < m < 1$ его значение можно принять равным примерно 0,85. Тогда уравнение (3.51) записывается в виде

$$\frac{dRe_{\varphi}^{**}}{d\tilde{r}} + \frac{Re_{\varphi}^{**}}{\tilde{r}} [1 - \tilde{\omega}(1-m)] = -A (Re_{\varphi}^{**})^{-1/4} \tilde{r}^{-(m+1/4)} Re_K, \\ \text{где } A = (B/2) \tilde{\delta}_m^{(2n-1/4)} (\tilde{\delta}_m^{-2n} - 1)^{1/8} M(\tilde{r}) \approx 0,1. \quad (3.52)$$

Это уравнение при условии, что турбулентный пограничный слой нарастает с периферии камеры ($\tilde{r}=1$, $Re_{\varphi}^{**}=0$), имеет аналитическое решение

$$Re_{\varphi}^{**} = \left[\frac{1,25A Re_K}{N-m+0,75} \frac{(1-\tilde{r})^{N-m+0,75}}{\tilde{r}^N} \right]^{0,8}; \quad (3.53)$$

$$N = 1,25[1 - \tilde{\omega}(1-m)].$$

При вращении газа с сохранением циркуляции вне пограничных слоев ($m=1$) уравнение (3.53) значительно упрощается

$$Re_{\phi}^{**} = 0,03 \frac{(1-\tilde{r})^{0,8}}{\tilde{r}} Re_K^{0,8}. \quad (3.54)$$

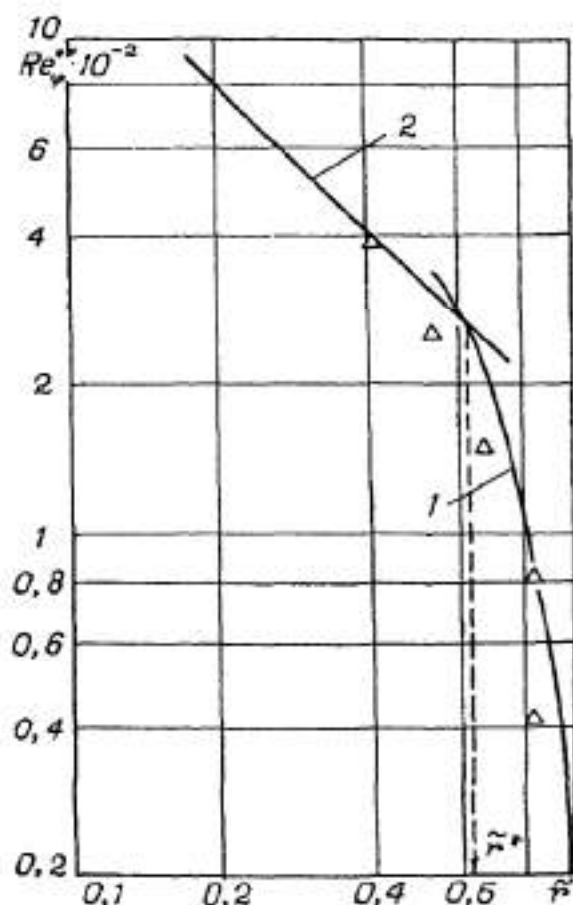


Рис. 3.23. Изменение числа Re_{ϕ}^{**} в торцевом слое вихревой камеры.
1 - расчет по формуле (3.54);
2 - расчет по (3.62) для зоны развитого течения

Проведенное сравнение расчетов по полученным аналитическим формулам (3.53) и (3.54) с численным решением уравнения (3.50) методом Рунге - Кутты свидетельствует о хорошем соответствии результатов. Дальнейший анализ с целью простоты и наглядности будем проводить для потенциального течения в области вне пограничных слоев ($m=1$).

Сопоставление с экспериментом (рис. 3.23) при потенциальном течении газа в ядре потока также показало хорошее соответствие. При этом необходимо иметь в виду, что формула (3.54) справедлива только для зоны развивающегося течения, внутренний радиус которой для опытов, приведенных на рис. 3.23, $\tilde{r}^* = 0,6$.

Из соотношения (3.54) найдем выражение для тол-

щины потери импульса в тангенциальном направлении

$$\delta_{\phi}^{**} = 0,0475 \frac{(1-\tilde{r})^{0,3}}{(1+\tilde{r})^{0,5}} Re_{\phi K}^{-0,2} R_K \quad (3.55)$$

и для толщины торцевого пограничного слоя, используя при этом данные табл. 3.6:

$$\delta = 0,512 \frac{(1-\tilde{r})^{0,3}}{(1+\tilde{r})^{0,5}} Re_{\phi K}^{-0,2} R_K. \quad (3.56)$$

3.3. Торцевой пограничный слой в вихревой камере

Из (3.56) видно, что толщина торцевого пограничного слоя слабо зависит от числа Рейнольдса на периферии камеры $Re_{\phi k}$, линейно возрастает с увеличением радиуса камеры и относительно невелика. Так, при $Re = 10^5$ для вихревой камеры высотой $L_k/D_k = 1$ отношение $\delta/L_k \approx 0,025$.

Влияние торцевых слоев на аэродинамику вихревых камер. Определим объемный расход газа, переносимый в радиальном направлении пограничным слоем на одном из торцов. С учетом выражения для интегрального параметра σ имеем

$$Q_T = 2\pi r \int_0^\delta u_r dx = 2\pi \tilde{r} c Re_{\phi k}^{-0,8} Re_{\phi k}^{-1} \Gamma_k R_k. \quad (3.57)$$

Принимая во внимание (3.54) и положив согласно табл. 3.6 $\sigma \approx 5,4$, для пограничного слоя на одном торце найдем

$$Q_T \approx (1 - \tilde{r})^{0,8} \Gamma_k Re_{\phi k}^{-0,2} R_k. \quad (3.58)$$

Отнеся расход через торцевой пограничный слой к расходу всего газа, подаваемого в камеру, получим

$$\tilde{Q}_T = Q_T / Q_k = (1 - \tilde{r})^{0,8} Re_{\phi k}^{-0,2} Ro^{-1}. \quad (3.59)$$

Здесь $Ro = Q_k / \Gamma_k R_k$ - число Россби, характеризующее интенсивность закрутки на входе в вихревую камеру.

Расчеты по формуле (3.59) и численные расчеты [140, 217] дают достаточно близкие между собой результаты (рис. 3.24); отклонение опытных данных [82, 217] от расчета объясняется непотенциальностью течения в экспериментах.

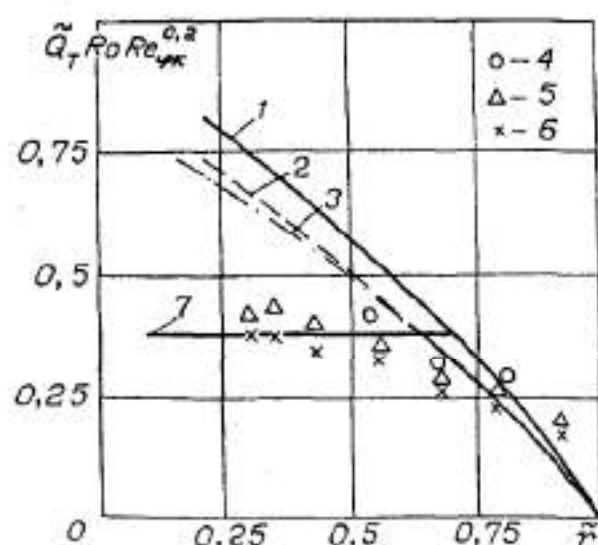


Рис. 3.24. Расход газа через торцевой пограничный слой. 1 - расчет по (3.59); 2, 3 - численные расчеты [217] и [140]; опыты [216, 217]; 4 - $m=0,86$; 5 - 0,78; 6 - 0,65; 7 - $\tilde{Q}_T=0,5$ для среднего в опытах значения $Re_{\phi k}^{-0,2} Ro \approx 0,76$

Используя (3.56), (3.58), можно рассчитать распределение радиальной компоненты скорости в вихревой камере в области вне пограничного слоя, полагая, что по обоим торцам ее развиваются одинаковые торцевые слои

$$u_{ro} = \frac{Q_K - 2Q_T}{2\pi r(L_K - 2\delta)} \quad (3.60)$$

Из формулы (3.59) можно найти значение радиуса $\tilde{r}^*$, начиная с которого весь газ входит в пограничные слои на верхнем и нижнем торцах, т.е. $\tilde{Q}_T = 0,5$:

$$\tilde{r}^* = 1 - 0,42 Re_{\varphi K}^{0,25} Ro^{1,25} \quad (3.61)$$

Рассмотрим область развитого течения пограничного слоя ($\tilde{r}_0 < \tilde{r} < \tilde{r}^*$), где зона вне торцевых слоев является непроточной в радиальном направлении, т.е. $u_{ro} = 0$. Из формулы (3.59) можно получить, что число Рейнольдса Re_{φ}^{**} в этой области обратно пропорционально радиусу

$$Re_{\varphi}^{**} = Re_{\varphi K} Ro / (4\pi c \tilde{r}) = 0,0147 Re_{\varphi K} Ro / \tilde{r} \quad (3.62)$$

Линией 2 на рис. 3.23 представлено изменение числа Re_{φ}^{**} в зоне развитого течения, рассчитанное по формуле (3.62). Как видно, характер изменения чисел Рейнольдса в зонах 1 и 2 (см. рис. 3.20) различен, что объясняется особенностями формирования пограничных слоев в этих областях.

Распределение циркуляций по радиусу непроточной зоны 2, а также радиальных скоростей, толщины пограничного слоя и других характеристик может быть найдено из совместного решения (3.32) и (3.62). Полагая, что в этой зоне окружная скорость изменяется по закону $\tilde{v}_{\varphi 0} \tilde{r}^m = 1$, получим дифференциальное уравнение

$$\begin{aligned} \frac{dm}{d\tilde{r}} \ln \tilde{r} = & \frac{1-m}{\tilde{r}} + 0,5 \tilde{r}^{1,25-m} [1 + 0,69 (1 - \tilde{r}^{2m})/m]^{3/8} \times \\ & \times [(1 - \tilde{r}^{2m})/m]^{1/8} Re_{\varphi K}^{-0,25} Ro^{-1,25} \end{aligned} \quad (3.63)$$

В качестве граничного условия принимается $m=1$ при $\tilde{r}=\tilde{r}^*$. Уравнение (3.63) численно решалось в диапазоне изменения комплекса $Re_{\varphi K}^{0,25} Ro^{1,25} = 0,5 \div 1,8$, что имеет место в реаль-

3.3. Торцевой пограничный слой в вихревой камере

ных вихревых устройствах. Результаты численного решения можно аппроксимировать следующей зависимостью

$$m=1-0,5(Re_{\phi K}^{-0,25}Ro^{-1,25})^{-2,74}(1-\tilde{r}/\tilde{r}^*). \quad (3.64)$$

Используя выражения (3.62), (3.64) и (3.39), можно рассчитать все необходимые характеристики в зоне развитого течения.

Остановимся более подробно на анализе полученных результатов и определим основные закономерности образования торцевых пограничных слоев в вихревых камерах и их влияние на гидродинамику аппарата в целом. Из формулы (3.58) следует, что расход газа через торцевой пограничный слой на одном фиксированном расстоянии от оси зависит только от интенсивности циркуляции на периферии камеры Γ_K и ее радиуса. Высота камеры L_K и расход Q_K через нее при неизменных значениях Γ_K и R_K никакого влияния на характеристики пограничного слоя не оказывают. К этому выводу можно придти, проанализировав и другие работы - [52, 140, 150, 234], однако их авторы или не подчеркивают этот, на наш взгляд, важный вывод, или полагают [52, 150], что высота камеры оказывает влияние на течение в пограничном слое, а следовательно, и в области вне пограничных слоев. Очевидно, что в реальных условиях из-за влияния трения о боковую поверхность, специфики формирования вторичных циркуляционных течений в камерах с разным отношением L_K/D_K ее высота будет оказывать некоторое воздействие на аэродинамику в целом. Но в рассматриваемой здесь идеальной постановке, когда потери окружной скорости на периферии не происходит и отсутствуют вторичные течения, на характер развития пограничных слоев влияет только радиус камеры и окружная скорость на периферии.

Формула (3.61) позволяет найти размеры зоны развивающегося течения по радиусу камеры. Вихревая камера является проточной (т.е. $\tilde{r}^* < \tilde{r}_0$) при условии

$$Re_{\phi K}^{0,25}Ro^{1,25} > 2,38(1-\tilde{r}_0). \quad (3.65)$$

Численные расчеты [140] дали результаты, близкие к (3.61) и (3.65). В работе [150] автор также приходит к выводу, что распределение циркуляции зависит только от параметра BLC^*

$$\text{BLC}^* = \frac{2fR_K v_{\varphi K}}{L_K u_{rK}} \left(\frac{u_K L_K}{2\nu} \right)^{-1/4} = 0,5 \text{Re}_{\varphi K}^{-0,25} \text{Ro}^{-1,25}, \quad (3.66)$$

где $f=0,021$ – коэффициент трения о торец; u_{rK} – значение радиальной скорости при $\tilde{r}=1$.

Определяющим параметром в исследованиях [140, 150], как и в настоящей работе, является комплекс $\text{Re}_{\varphi K}^{0,25} \text{Ro}^{1,25}$. При этом заметим, что число Россби характеризует геометрию завихряющего аппарата, формирующего момент количества движения на периферии камеры, и от длины камеры не зависит:

$$\text{Ro} = \frac{Q_K}{\Gamma_K R_K} = \frac{F_{\text{вх}} v_{\text{вх}}}{R_K^2 v_{\text{вх}} \cos \beta} = \frac{F_{\text{вх}}}{R_K^2 \cos \beta}.$$

Здесь $F_{\text{вх}}$ – площадь щелей направляющего аппарата; β – угол наклона их к тангенциальному направлению. Если выражение (3.61) представить в форме

$$\tilde{r}^* = 1 - \frac{0,42}{\nu^{0,25}} \frac{1}{\Gamma_K} \left(\frac{Q_K}{R_K} \right)^{1,25},$$

то видно, что увеличение циркуляции на периферии или снижение расхода газа через камеру приводит к сокращению протяженности развивающейся зоны, и большая часть камеры становится непроточной. В предельном случае $\Gamma_K \rightarrow \infty$ или $Q_K \rightarrow 0$ радиус $\tilde{r}^* \rightarrow 1$ и весь газ начиная с периферии камеры протекает через пограничные слои. В другом предельном случае – при слабых вращениях газа $\Gamma_K \rightarrow 0$ или его значительных расходах через камеру $Q_K \rightarrow \infty$ не наблюдается перехода к развитому течению ($\tilde{r}^* \rightarrow 0$).

Основные характеристики течения в вихревых камерах и влияние на них режимных параметров наглядно продемонстрированы на рис. 3.25. Анализируя диаграммы изменения циркуляции $\tilde{\Gamma} = \Gamma_0 / \Gamma_K$ и радиальной скорости $\tilde{u}_{r0} = u_{r0} / u_{rK}$ в ядре течения, можно сделать следующие выводы: при больших числах Россби ($\text{Ro}=1$), т.е. при больших значениях расхода через камеру развитой режим течения не достигается при обоих значениях $\text{Re}_{\varphi K}$; циркуляция по радиусу камеры сохраняет постоянное значение, а радиальная скорость u_{r0} к центру возрастает, несмотря на отток газа в торцевые пограничные слои.

3.3. Торцевой пограничный слой в вихревой камере

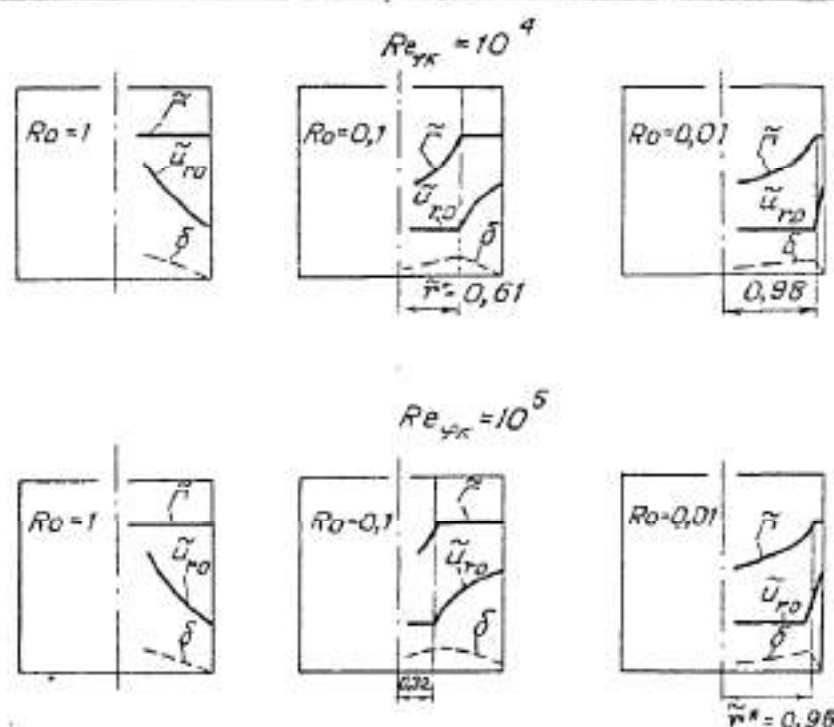


Рис. 3.25. Характеристики течения в вихревой камере

При уменьшении числа Россби до 0,1 (или уменьшении расхода Q_K) влияние торцевых пограничных слоев на течение в основном объеме камеры становится существенным. Радиальная скорость газа при движении к центру камеры в этом случае снижается и при $Re_{\phi\kappa} = 10^4$ становится равной нулю на радиусе $\tilde{r}^* = 0,61$; при больших числах Рейнольдса влияние торцевых слоев становится сильнее, и при $Re_{\phi\kappa} = 10^5$ $\tilde{r}^* = 0,32$. В вихревых камерах, в которых окружная компонента скорости является преобладающей ($Ro = 0,01$), практически отсутствует зона с потенциальным вращением газа; соответственно во всем объеме камеры, кроме торцевых слоев, радиальная компонента скорости равна нулю.

Предложенный метод расчета торцевых слоев обладает большой универсальностью и может быть использован для анализа более сложных случаев взаимодействия вихревых потоков с поверхностями — вихревых камер с вращающимися и пронизываемыми торцами, с одно- и разнонаправленным вращением, с криволинейными торцами и др. При помощи его была изучена аэродинамика торцевого слоя при ламинарном режиме течения, а также тепловая задача [35]. В работе [35] приводятся под-

робная сводка расчетных формул для определения основных динамических и тепловых характеристик торцевого пограничного слоя.

3.4. Аэродинамика вихревой камеры при регулировании расхода газа на выходе

При разработке и использовании вихревых устройств достаточно важным является вопрос об управлении потоком газа, т.е. о возможности варьирования соотношения между компонентами скорости в объеме аппарата. Один из возможных путей решения этой проблемы заключается в регулировании расхода газа на выходе из вихревого устройства, когда часть газа отводится через отверстие на оси одного из торцов, а другая часть — через кольцевую щель на периферии (рис. 3.26). Как было показано в работе [40], в которой приведены данные по перепаду давления между осевой и периферийной зонами вихревой камеры, интенсивность вихря при малых диаметрах выходного отверстия ($d_1/D_k < 0,1$) остается примерно одинаковой

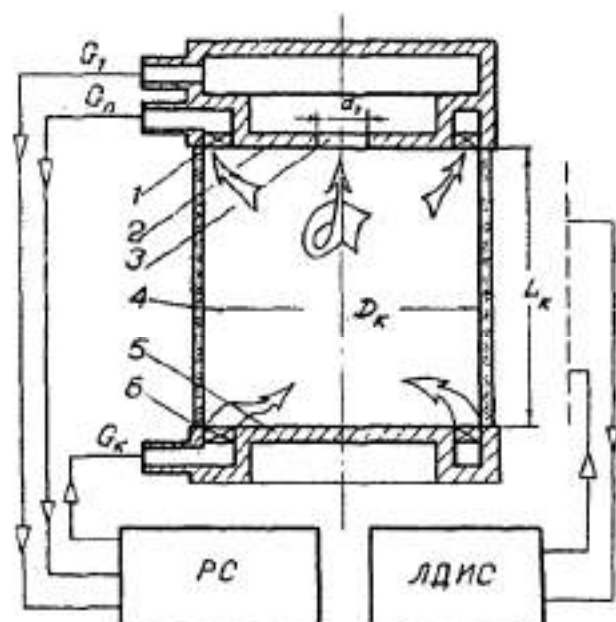


Рис. 3.26. Схема экспериментального участка. 1 — выходной периферийный аппарат; 2, 5 — выходной и входной торцы; 3 — выходное центральное отверстие; 4 — боковая стенка; 6 — входной завихритель; РС — расходомерная станция

3.4. Вихревая камера с регулированием расхода

как в случае, когда весь газ покидает камеру через отверстие на оси, так и в случае, когда половина его истекает через щели на периферии. В то же время вследствие перераспределения расхода должно происходить изменение осевой и радиальной компонент скорости. Это подтверждают результаты опытов, приведенные в [10], где отмечается, что перераспределение расхода оказывает значительное влияние на процесс сепарации аэрозоля.

Детальное изучение влияния перераспределения расхода газа на аэродинамику вихревой камеры проведено совместно с Л.В.Сериковым [36–38]. Особое внимание уделялось определению радиальной компоненты скорости в вихре. Опыты проводились на установке с ЛДИС (см. рис. 3.26) по методике, аналогичной описанной в § 3.1, 3.2. Диаметр вихревой камеры и входной завихритель были такими же, как и при исследовании аэродинамики камеры в отсутствие перераспределения ($D_K = 100$ мм, $F_m = 432$ мм², $\alpha = 30^\circ$), высота камеры $L_K = 0,2$ м. Воздух из расходомерной станции ($G_K = 1,44$ г/с) подавался в камеру через завихритель и покидал ее через периферийный аппарат 1 и отверстие 3 диаметром $d_1 = 10$ мм в заданном соотношении $q = G_1/G_K$. При этом число Рейнольдса, рассчитанное по параметрам завихрителя, $Re_{\varphi K} = v_{\varphi K} R_K / \nu = 8 \cdot 10^3$, число Россби

$$Ro = \frac{G_K q}{\rho \Gamma_K R_K} = 0,02 \div 0,2. \text{ Число } Ro \text{ в данном случае определя-$$

ется по той части расхода газа, которая выбрасывается из вихревой камеры через центральное отверстие. При помощи ЛДИС измеряли распределение окружной v_φ и осевой w_x компонент скорости по радиусу камеры в пяти ее сечениях.

Значение радиальной скорости в вихревой камере определять достаточно сложно, поскольку по абсолютной величине для сильно закрученных течений она много меньше окружной и осевой составляющих, и практически невозможно сориентировать измерительный зонд так, чтобы полностью отфильтровать наложение двух последних компонент. Кроме того, как об этом указывалось в § 3.1, погрешность измерения u_r , обусловленная неслежением частиц за потоком, достигает 30 %. Тем не менее, можно довольно точно найти распределение радиальной скорости в объеме вихревой камеры косвенным способом. Интегрируя по радиусу уравнение неразрывности для установившегося осесимметричного несжимаемого течения, получим

$$u_r = -\frac{1}{r} \int_0^r r \left(\frac{dw_x}{dx} \right) dr. \quad (3.67)$$

Заменяя производную продольной составляющей скорости ее конечно-разностной аппроксимацией для двух близких по высоте камеры сечений, имеем

$$u_r = -\frac{1}{r \Delta x} \int_0^r r [w_x(i) - w_x(i+1)] dr, \quad (3.68)$$

где $w_x(i)$ и $w_x(i+1)$ — значения продольной скорости в сечениях, отстоящих друг от друга на расстоянии Δx . Таким образом, основная сложность определения радиальной скорости по соотношению (3.68) заключается в необходимости обеспечить высокую точность измерения профилей продольной компоненты скорости. Относительная погрешность измерения продольной скорости не превышает 0,1 %, а максимальная погрешность определения радиальной компоненты скорости, как показали оценки по (3.68), составляет 13 %.

Рассмотрим экспериментальные результаты, полученные при фиксированном параметре перераспределения $q = G_1/G_K = 1$. Этот режим соответствует течению в обычной вихревой камере с торцевым вдувом, которая рассматривалась в § 3.2. Изменение продольной компоненты скорости (рис. 3.27, а) аналогично профилям, полученным для более коротких камер (см. рис. 3.12, 3.14). Сохраняется при этом и наличие трех характерных зон — периферийной струи, кольцевого обратного тока и осевой струи.

На рис. 3.27, б представлены профили радиальной компоненты скорости, рассчитанные по формуле (3.68) с использованием данных по $w_x(a)$. За положительное направление здесь принято направление радиальной скорости к оси камеры. Как видно, вблизи цилиндрической стенки вследствие расширения пристенной струи радиальная скорость интенсивно возрастает. В области обратного тока ее значение уменьшается и в нижнем сечении ($x/L_K = 0,2$), где происходит эжекция газа в периферийную струю и торцевой пограничный слой, даже меняет знак. На границе зон обратного тока и осевой струи радиальная скорость возрастает пропорционально $1/r$ и затем при приближении к оси камеры уменьшается.

3.4. Вихревая камера с регулированием расхода

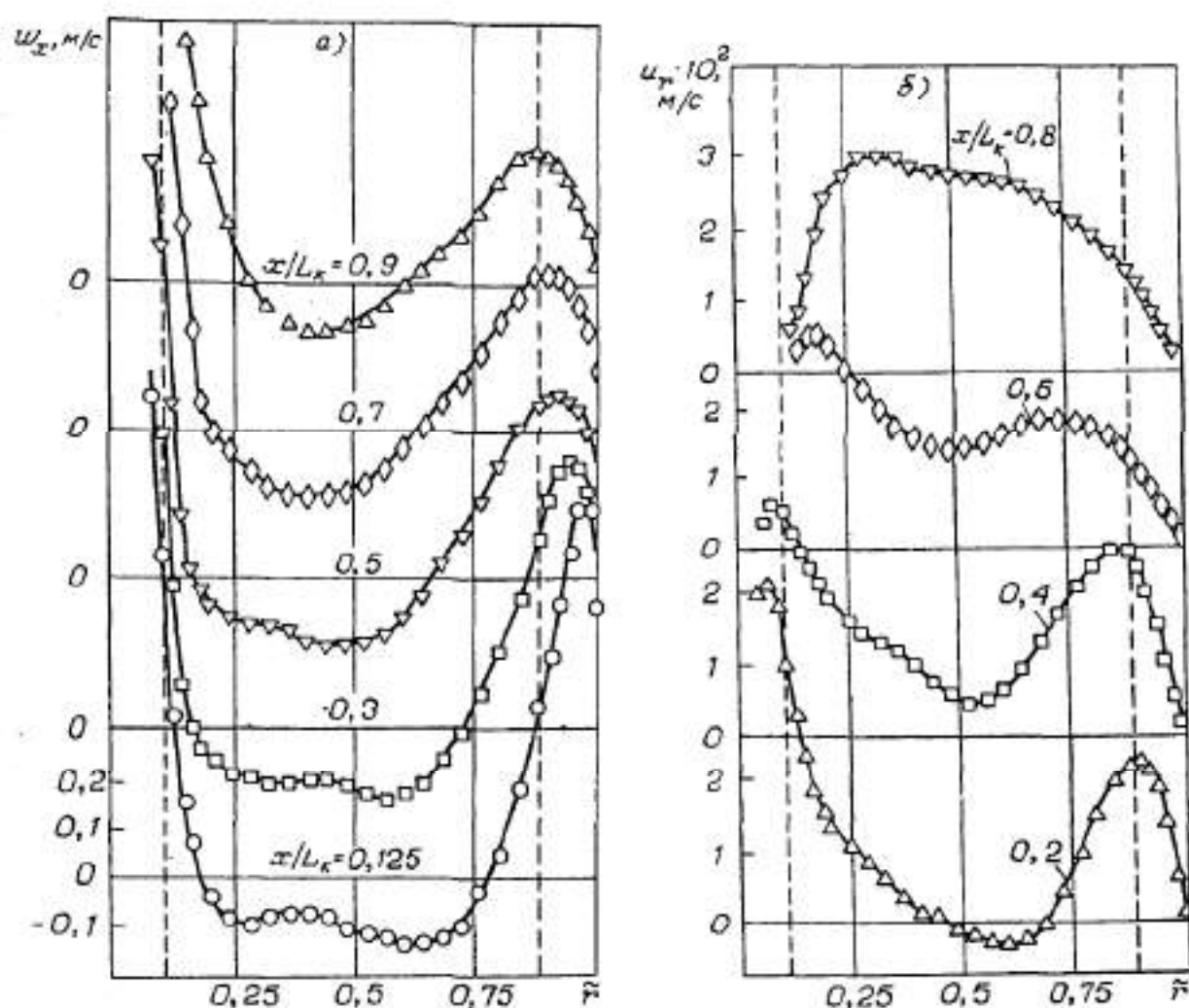


Рис. 3.27. Изменение продольной (а) и радиальной (б) компонент скорости в вихревой камере при $q=1$

Распределение радиальной скорости в окрестности торцевых пограничных слоев ($x/L_k = 0,2$ и $0,8$), как это видно из рис. 3.27, б, отличается от картины течения в основном объеме. Такая перестройка профилей скорости обусловлена, вероятно, сложным взаимодействием торцевых слоев, периферийной струи и обратного тока.

Измерения показали, что абсолютные значения радиальной скорости на два порядка меньше, чем продольной и окружной компонент скорости.

Влияние перераспределения расхода газа на формирование профилей w_x иллюстрирует рис. 3.28, на котором $\tilde{w}_x = w_x \pi \rho R_k^2 / G_k$,

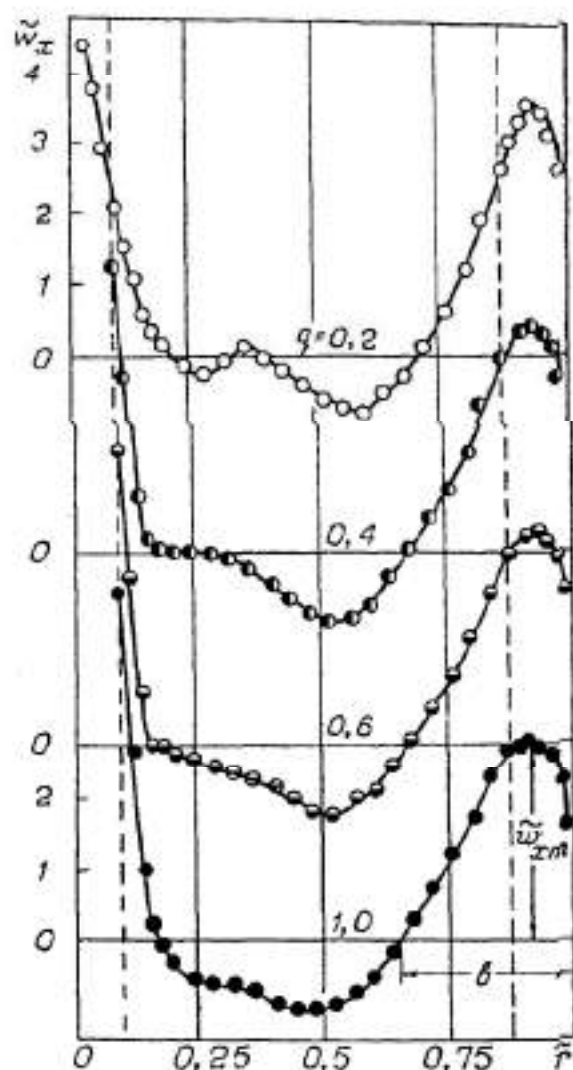


Рис. 3.28. Распределение осевой компоненты скорости при $x/L_k=0,5$ и различных значениях параметра q

выходное отверстие. Дело в том, что в этом случае максимален радиальный сток газа. Интересно, что ширина струи в вихревой камере оказалась заметно меньшей, чем в опытах для закрученной струи в цилиндрическом канале (3), хотя углы закрутки на входе в этих двух течениях были близки между собой. В первом приближении экспериментальные данные обобщаются зависимостью

$$\tilde{b}=1+(0,24+0,2q)\tilde{x}^{(0,63-0,15q)}, \quad (3.69)$$

т.е. локальные значения скорости отнесены к среднерасходной величине скорости, рассчитанной по всему сечению камеры (штриховой линией здесь и далее нанесены границы выходного отверстия и завихрителя). Для всех значений параметра перераспределения q профили $\tilde{w}_x$ качественно подобны.

Рассмотрим подробнее каждую из зон. Аналогично закрученным пристенным струям в цилиндрических каналах увеличение ширины периферийной струи (рис. 3.29, а) подчиняется степенному закону $\tilde{b}=b/s\sim(x/s)^n$, где s — высота завихрителя. Ширина струи отсчитывалась от цилиндрической стенки до координаты r , на которой осевая скорость принимает нулевое значение. Видно, что влияние перераспределения газа на выходе из камеры слабо сказывается на изменении $\tilde{b}$. При этом значение $\tilde{b}$ больше для $q=1$, т.е. когда весь газ покидает камеру через осевое

3.4. Выхревая камера с регулированием расхода

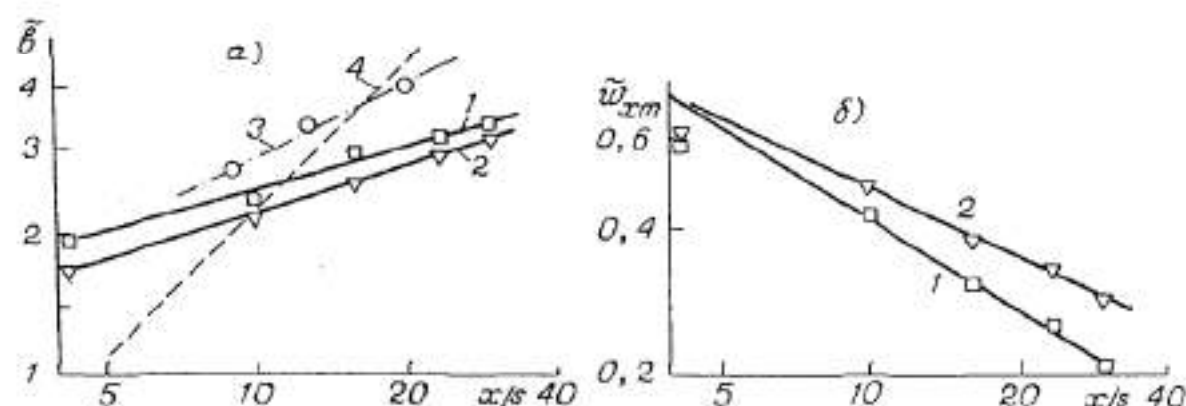


Рис. 3.29. Изменение ширины (а) и максимальной осевой скорости (б) периферийной струи по высоте камеры. 1 - $q=1,0$; 2 - $q=0,2$; 3 - пристенная закрученная струя в цилиндрическом канале; 4 - данные [145] для затопленной струи $\tilde{b}=0,22\tilde{x}$

где $\tilde{x}=x/L_K$. Затухание максимальной осевой скорости в периферийной струе по длине камеры (рис. 3.29, б) для зоны развитого течения также удовлетворительно описывается степенной зависимостью

$$\tilde{w}_{xm} = w_{xm}/w_{xk} = 1,34\tilde{x}^{-(0,43+0,1q)}, \quad (3.70)$$

где w_{xk} - осевая скорость, рассчитанная по параметрам завихрителя. Для начального участка струи экспериментальные точки лежат ниже степенной зависимости вследствие того, что в этой зоне значительное количество газа (около 20 % общего расхода) эжектируется из области обратного тока в периферийную струю, что приводит к резкому снижению скорости. Следует отметить, что в рамках струйного представления профили осевой компоненты скорости во внешней части периферийной струи хорошо обобщаются формулой Шлихтинга для всех значений параметра q .

Обратный ток начинается у выходного торца камеры вследствие разворота части периферийной струи и распространяется к входному торцу, где часть его эжектируется в периферийную струю, а часть поступает в торцевой пограничный слой. Форма профиля обратного тока сложным образом изменяется как по высоте камеры, так и в зависимости от параметра перераспределения (см. рис. 3.28). Обратный ток составляет около 30 % от общего расхода газа через камеру.

Третьей зоной является осевая струя, которая образуется у входного торца стоком газа, переносимого торцевым пограничным слоем, и направлена в выходному отверстию. Вследствие малого диаметра выходного отверстия в эксперименте осевой обратный ток не наблюдался — профиль $w_x(r)$ вблизи оси камеры всегда был выпуклым. В отличие от обычных затопленных струй радиус осевой струи может как увеличиваться, так и уменьшаться по высоте камеры в зависимости от параметра перераспределения. Однако для всех значений q он был больше радиуса выходного отверстия. Другой важной характеристикой

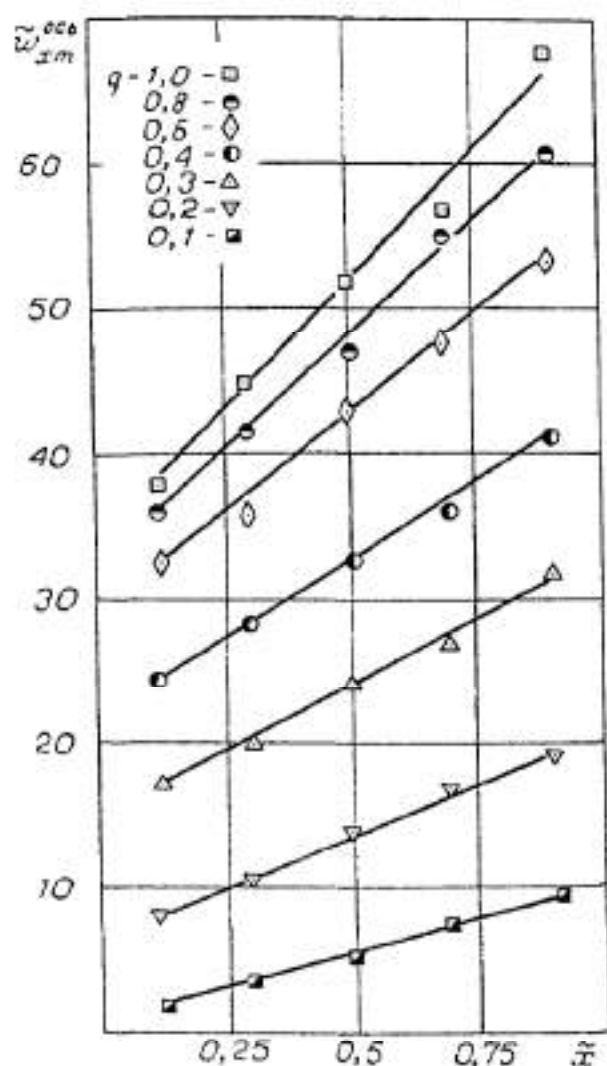


Рис. 3.30. Изменение максимальной скорости в осевой струе по высоте камеры

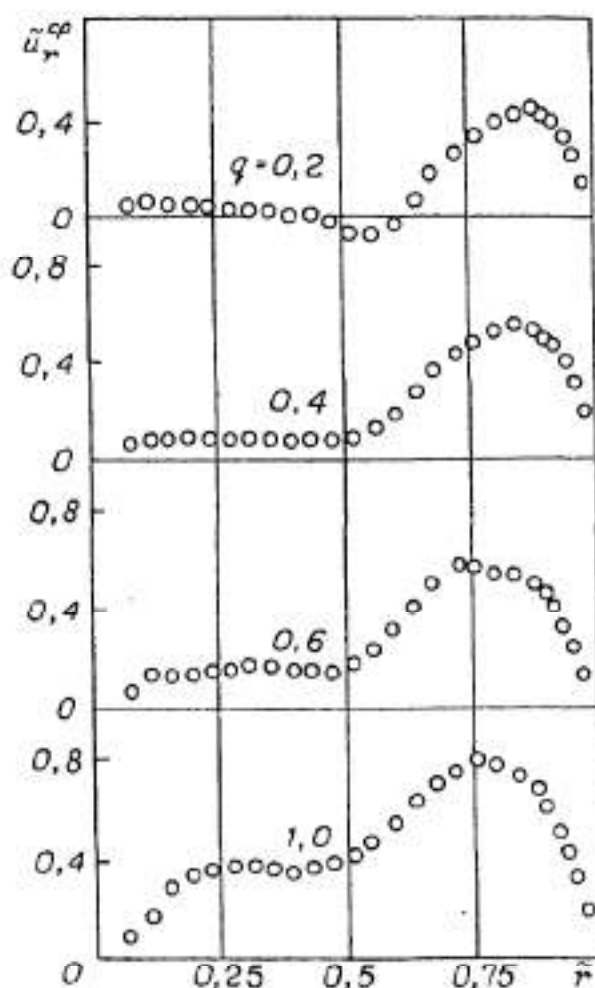


Рис. 3.31. Распределение радиальной компоненты скорости в вихревой камере при $\bar{x}=0,6$

3.4. Вихревая камера с регулированием расхода

является скорость на оси струи (рис. 3.30). Как видно из рисунка, максимальная скорость в осевой струе вихревой камеры линейно растет с высотой камеры. Наклон прямых возрастает с увеличением q , что свидетельствует об увеличении радиальных потоков газа в объеме камеры. Экспериментальные данные удовлетворительно обобщаются зависимостью

$$w_{\text{оси}}^{\text{оси}} = w_{\text{оси}}^{\text{оси}} \rho \pi R_K^2 / G_K = (6 + 30q) \tilde{x} + 36(q - 0,1)^{0,5}, \quad (3.71)$$

Изменение радиальной компоненты скорости в объеме камеры при различных перераспределениях расхода показано на рис. 3.31, где $\tilde{u}_r^{\text{ср}} = u_r 2\pi r L_K / G_K$, т.е. значение u_r в каждой точке отнесено к соответствующему локальному среднерасходному значению. Вблизи цилиндрической стенки вследствие расширения периферийной струи радиальная скорость интенсивно возрастает, в области обратного тока ее значение снижается, далее на границе зон обратного тока и осевой струи значение $\tilde{u}_r^{\text{ср}}$ остается постоянным, что соответствует увеличению радиальной скорости пропорционально $1/r$. Вне зоны периферийной струи абсолютное значение u_r почти линейно изменяется в зависимости от параметра q . Важно подчеркнуть, что значение u_r в основном объеме камеры для всех q много меньше рассчитанного из среднерасходных соображений, так как большая часть газа переносится торцевыми пограничными слоями.

Специально проведенные эксперименты показали, что за исключением узкой зоны вблизи цилиндрической стенки, тангенциальная компонента скорости практически не изменяется по высоте камеры, в то же время велико влияние на нее перераспределения газа на выходе. Зависимости безразмерной циркуляции $\tilde{\Gamma} = v_{\varphi} r / (v_{\text{фк}} R_K)$ от радиуса камеры и параметра q (рис. 3.32) показывают, что при $q = 1,0 \div 0,6$ профили циркуляции не только совпадают качественно, но и близки количественно и имеют вид, присущий профилям в вихревых камерах без перераспределения расхода. В зоне периферийной струи имеет место струйный профиль $\tilde{\Gamma}$, в области обратного тока циркуляция практически постоянна и резко падает в области осевой струи. Однако при $q < 0,6$ распределение циркуляции имеет иной вид. Протяженность области с $\tilde{\Gamma} = \text{const}$ по радиусу уменьшается и при $q = 0,2$ значение циркуляции монотонно падает от периферии к оси. В предельном случае $q = 0$, т.е. когда нет выхода газа через центральное отверстие, на-

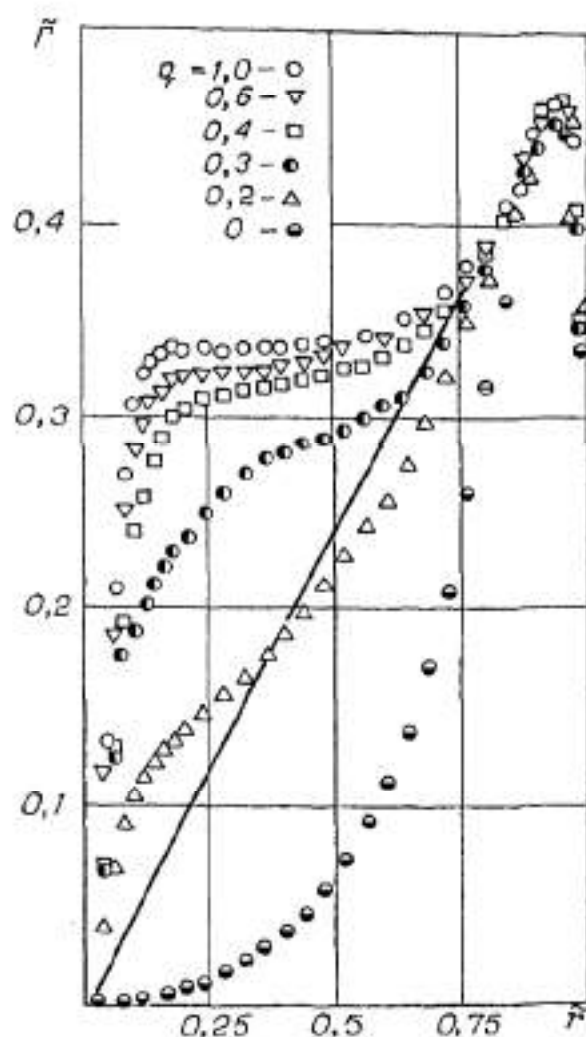


Рис. 3.32. Профили циркуляции в камере при различных значениях параметра перераспределения расхода

блюдается параболическая зависимость циркуляции от радиуса, что соответствует квазитвердому режиму вращения газового потока.

Как видно из полученных экспериментальных результатов, течение в вихревой камере является весьма сложным (см. рис. 3.10). Формирование и развитие потоков в объеме вихревой камеры можно проследить на рис. 3.33, где представлены изменения расходов газа в различных зонах, отнесенных к суммарному расходу через камеру. В сечениях, близких к завихрителю, расход газа в периферийной струе G_I вследствие подсоса массы превышает значение полного расхода подаваемого в камеру газа. С увеличением высоты камеры расход в периферийной струе уменьшается за счет радиального оттока массы, причем наиболее интенсив-

ный обмен происходит при больших q , т.е. при увеличении доли газа, выходящего через центральное отверстие. Количество газа, поступающего в камеру из периферийной струи по высоте всей камеры, относительно невелико и в зависимости от q составляет 20–40 %.

Расходы газа, переносимые обратным током G_{II} (см. рис. 3.33, б) и приосевой струей $G_{III}(\theta)$, несмотря на разницу в абсолютных значениях скоростей в этих зонах, сопоставимы между собой, но при этом они значительно меньше, чем расход газа в пристенной струе. Мощность обратного тока при

3.4. Вихревая камера с регулированием расхода

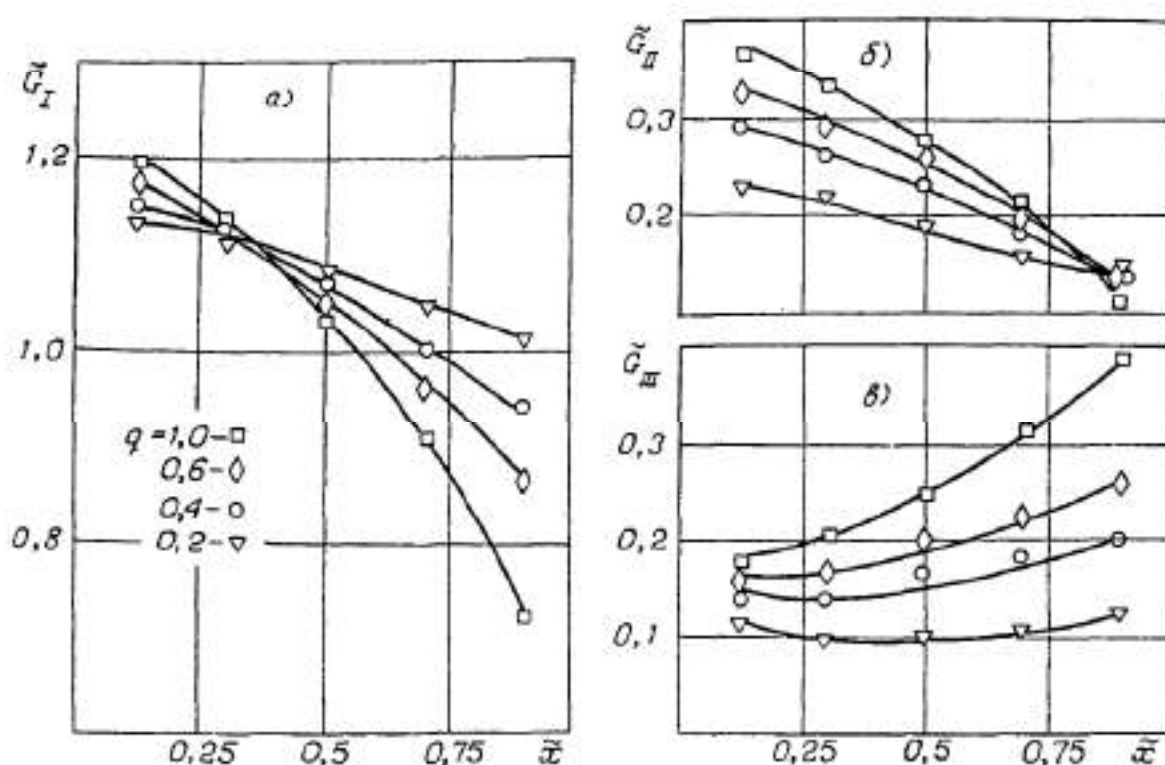


Рис. 3.31. Соотношение потоков газа, переносимых в камере периферийной струей (а), кольцевым обратным током (б) и осевой струей (в)

продвижении к диафрагмированному торцу снижается, а в приосевой струе вследствие радиального стока газа к оси камеры расход соответственно возрастает. Увеличение параметра перераспределения, как и следовало ожидать, приводит к росту расходов газа, переносимых обратным током и осевой струей.

Итак, полученные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что течение в вихревой камере существенно двумерно, поэтому трудно ожидать, что традиционный одномерный подход к описанию гидродинамики вихря [90, 167, 172] приведет к хорошей сходимости с экспериментом. По-видимому, в рамках одномерной модели вообще невозможно отразить влияние перераспределения газа на картину течения в камере. Более адекватной является модель расчета, учитывающая торцевые пограничные слои.

Сравним экспериментальные данные с результатами расчета. Следует сказать, что вихревая камера с торцевым вдувом

сложна для анализа, так как из-за наличия периферийной струи она отличается от модельного случая, где считается, что газ вдувается равномерно по боковой поверхности камеры. Однако, как показывают эксперименты [39], профили циркуляции отличаются лишь в зоне периферийной струи, и если исключить ее из рассмотрения (см. рис. 3.32), то мы будем иметь модельный случай. В принципе нетрудно провести численный расчет

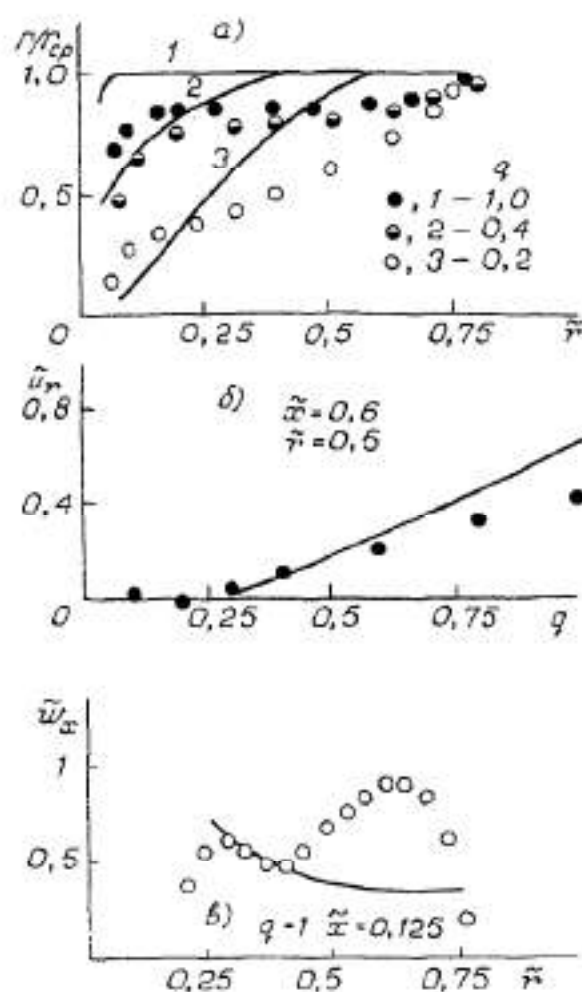


Рис. 3.34. Сравнение экспериментальных и расчетных данных по аэродинамике вихревой камеры с перераспределением расхода

торцевых течений с произвольно изменяющейся циркуляцией вне пограничного слоя, однако нас интересовала оценка возможностей модели. Поэтому в качестве характерного значения циркуляции было выбрано среднее арифметическое между максимальным значением циркуляции в периферийной струе и ее значением на внешней границе струи при $x/L_K = 0,5$. Как видно из рис. 3.34, несмотря на столь грубое приближение модель качественно правильно отражает влияние перераспределения газа на изменение циркуляции и радиальной скорости. Действительно, расчет дает постоянную циркуляцию в объеме камеры вплоть до радиуса выходного отверстия при $q > 0,6$. При меньших значениях параметра перераспределения граничный радиус зоны развивающегося течения r^*

становится больше r_1 и, как следствие, начинает изменяться профиль циркуляции. Для $q = 0,2$ зона развитого течения начинается с радиуса $\tilde{r}_* = 0,6$, при этом, как уже говорилось выше, должна обратиться в ноль радиальная компонента скорости

3.4. Вихревая камера с регулированием расхода

ти, что и подтверждает рис. 3.34, б. Сопоставление экспериментальных данных и расчета осевой компоненты скорости в области кольцевого обратного тока приведено на рис. 3.34, в. В расчете полагалось, что осевой поток обусловлен подводом газа только в пограничный слой на торце, а эжекция в периферийную струю не учитывалась. Этим объясняется сильное различие между опытом и расчетом в зоне, граничащей с периферийной струей. Тем не менее, расчетные и экспериментальные данные по порядку величины совпадают между собой, что позволяет подобным образом проводить оценку интенсивности обратного тока в вихревой камере.

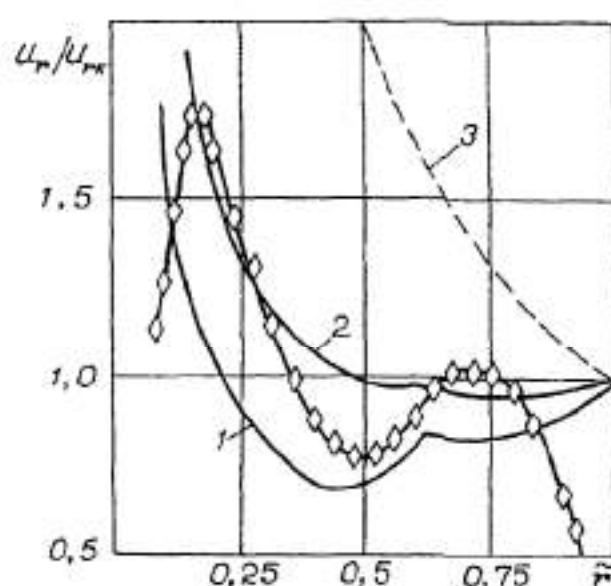


Рис. 3.35. Сопоставление данных эксперимента и расчета по радиальной компоненте скорости при $q=1$, $x/L_k=0,6$. Точки — эксперимент; 1 — расчет для ламинарного пограничного слоя; 2 — турбулентный торцевой слой; 3 — $u_r/u_{rk} = u_{rk}/V$.

Экспериментальные и расчетные данные о радиальной компоненте скорости приведены на рис. 3.35. Расчет проводили по формуле (3.60), расходы в торцевом слое определяли для турбулентного режима течения по формуле (3.58), а для ламинарного — по формулам работы [35]. Как отмечалось выше, при выбранных расходных параметрах в эксперименте имел место переходный характер течения. Опытные данные качественно коррелируют с расчетными кривыми, и в первом приближении для определения профиля скорости в основном объеме камеры можно воспользоваться методикой, учитывающей дополнительный перенос массы к оси камеры в торцевых пограничных слоях. Исключение составляет периферийная область камеры, где развивается пристенная струя. Это расхождение обусловлено в основном тем, что в расчетной модели предполагается равно-

мерный ввод газа по всей боковой поверхности; в эксперименте же радиальная скорость на цилиндрической стенке равна нулю.

Для сравнения на рис. 3.35 линией 3 нанесено изменение радиальной скорости без учета торцевых перетечек $u_r = u_{rk}/\tilde{r}$. В этом случае расчет дает значительное завышение радиальной скорости по сравнению с экспериментом. Такое сильное влияние торцевых пограничных слоев, как показал анализ, изложенный в § 3.3, будет иметь место для вихревых камер с интенсивной закруткой ($v_{\phi k}/v_{rk} \gg 1$); для слабо закрученных вихревых потоков ($v_{\phi k}/v_{rk} \approx 1$) воздействие торцевого слоя на течение в основном объеме камеры будет проявляться в меньшей мере.

К наиболее важным результатам, полученным в ходе проведенных измерений, безусловно следует отнести тот факт, что перераспределение расхода газа на выходе из вихревой камеры позволяет получить практически любой профиль окружной компоненты скорости в основном объеме вихря: от потенциального до квазитвердого. Причем при уменьшении параметра q от 1,0 до 0,6 окружная скорость остается практически одинаковой, в то время как радиальная сильно изменяет свое значение. Следовательно, при организации массообменных процессов в вихревой камере перераспределение расхода дает возможность регулировать силы, действующие на частицу в радиальном направлении вихря, так как при неизменной центробежной силе изменяется сила аэродинамического сопротивления.

3.5. Динамика смешения приосевой струи с периферийным потоком в вихревой камере

Вдув струи в приосевую зону вихревой камеры широко используется в высокотемпературных реакторах. Струя пламени или плазмы подается по оси аппарата, а по периферии вдувается закрученный поток газа, служащий для стабилизации режима и тепловой защиты стенок камеры. Вдув струи по оси позволяет существенно изменять аэродинамику камеры; это можно использовать для управления характеристиками вихревых устройств [9, 150].

Процесс развития приосевых струй в вихревых камерах до настоящего времени практически не изучался несмотря на очевидную научную и практическую значимость этих исследований.

3.5. Динамика смещения приосевой струи

Основное внимание в наших экспериментах уделялось определению влияния вдува на деформацию полей компонент скорости, а также воздействия интенсивности вращения на изменение по высоте камеры интегральных характеристик приосевого потока.

Эксперименты были проведены на вихревой камере, описанной выше (см. § 3.3 и 3.4). Вдув газа по оси осуществлялся через кольцевую щель в том же торце, на котором расположен направляющий аппарат. Ее ширина $\delta=1,5$ мм, наружный диаметр $d_0=20$ мм. Выброс газа из камеры осуществлялся через отверстие $d_1=20$ мм на противоположном торце.

В качестве рабочего тела использовали воздух, исследования проведены в квазиизотермических условиях, расход приосевой струи был постоянным $G_0=1$ г/с; среднерасходная скорость в щели $w_{x0}=9,6$ м/с, а поток импульса $I_0=2\pi\int_0^{r_0}\rho w_{x0}^2 r dr=9,6\cdot 10^{-3}$ кг·м/с².

В опытах варьировался расход периферийного потока газа G_K ; расчетные значения тангенциального числа Рейнольдса на периферии камеры $Re_{\phi K}$, потоков импульса и момента количества движения см. в табл. 3.7.

Таблица 3.7

G_K , г/с	1	2	3,5	5	10
$v_{\phi K}$, м/с	1,66	3,32	5,81	8,3	16,6
$Re_{\phi K} \cdot 10^{-4}$	0,55	1,1	1,91	2,74	5,5
$I_K \cdot 10^3$, $\frac{\text{кг} \cdot \text{м}}{\text{с}^2}$	0,473	1,89	5,8	11,8	47,3
M_K , $\frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{с}^2}$	0,41	1,64	5,02	10,25	41

Измерения продольной и окружной компонент скорости были проведены при помощи ЛДИС в восьми сечениях по высоте вихревой камеры.

Профили продольной скорости в вихревой камере с вдувом струи по ее оси (рис. 3.36) имеют вид, подобный полученным в камерах без подачи струи по центру, а также с перераспределением расхода газа на выходе. Наблюдаются те же три характерные зоны – приосевой поток, обратное кольцевое течение и периферийная пристенная струя. При расходах периферийного потока, сопоставимых с расходом приосевой струи

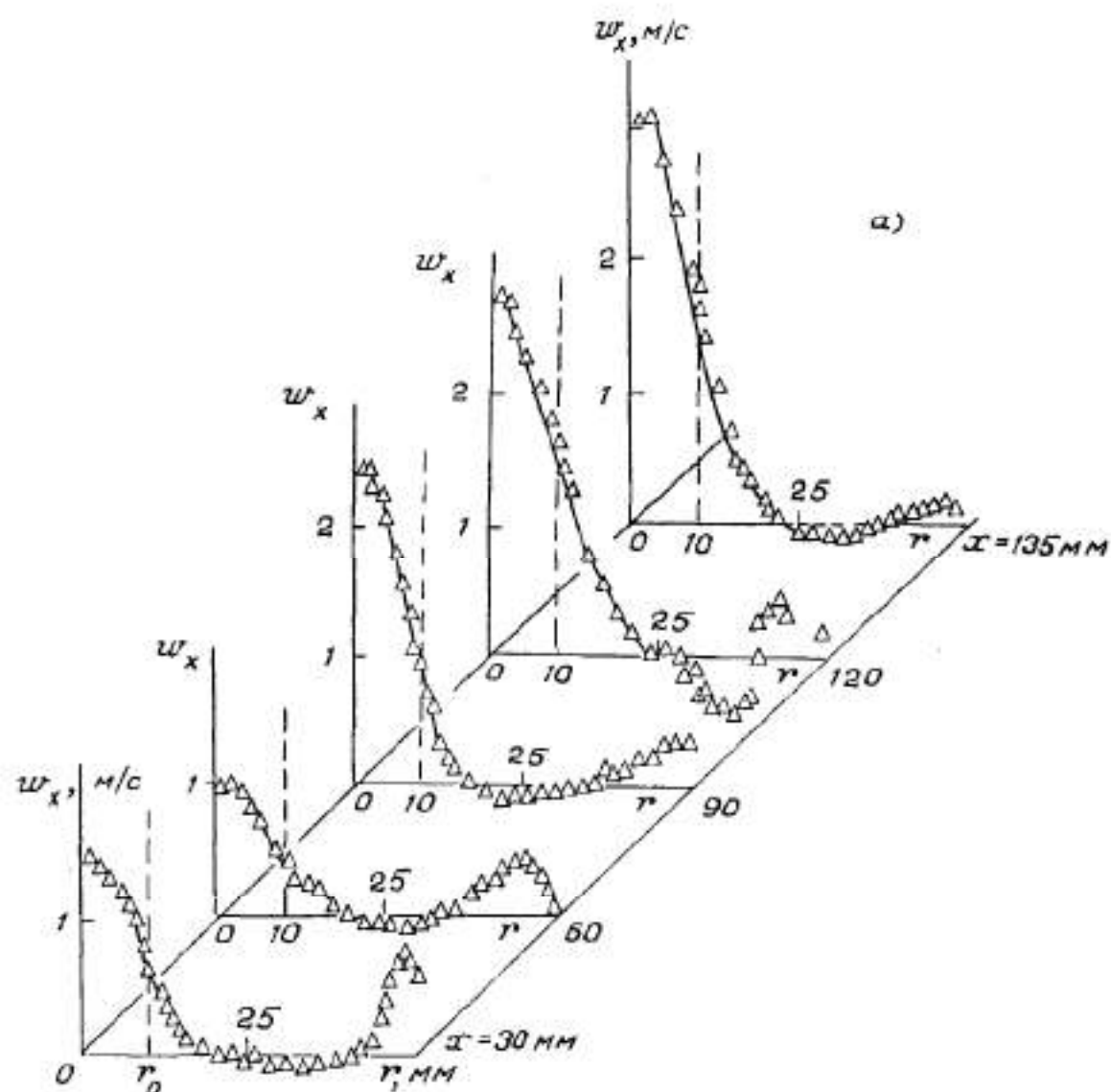
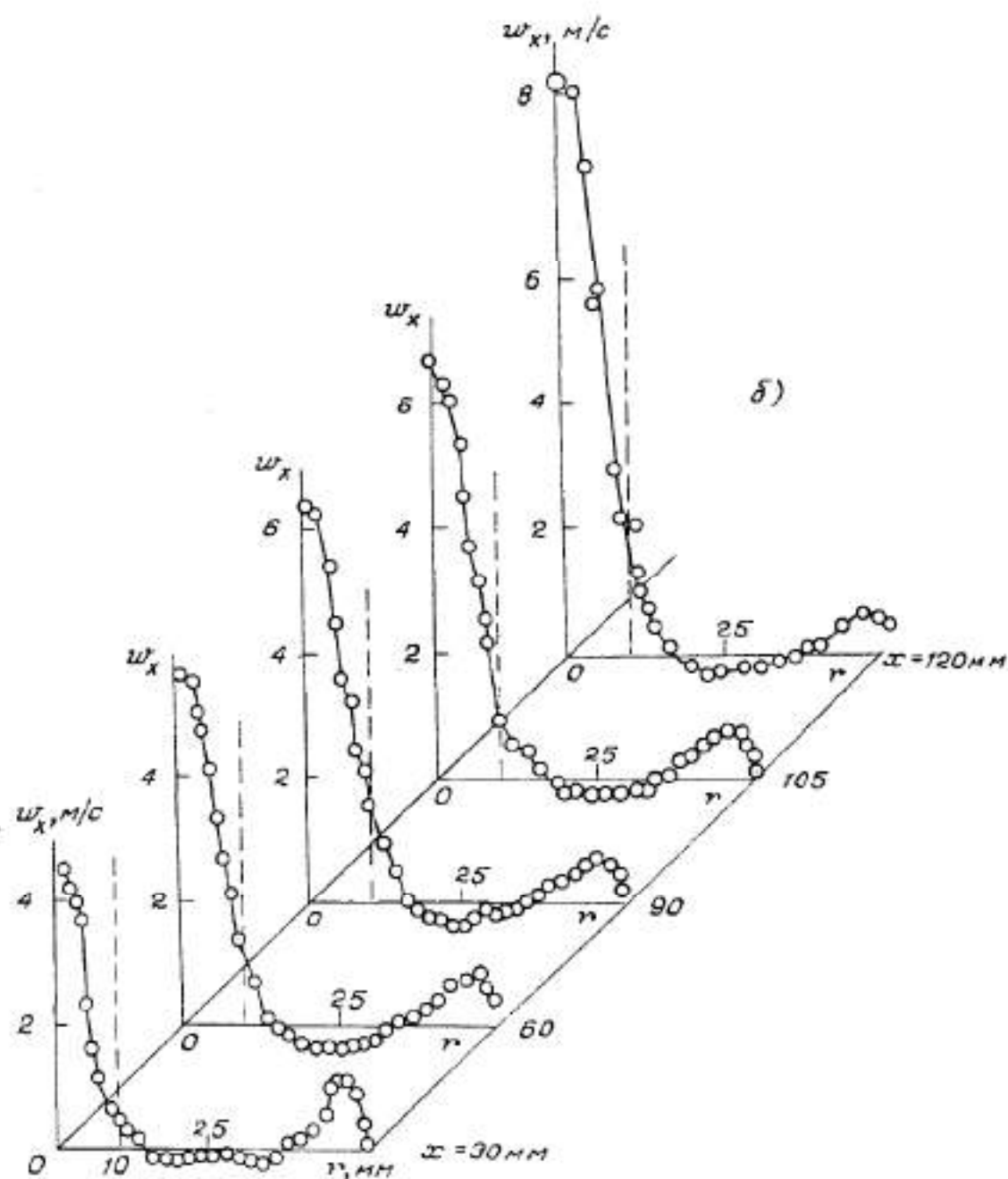


Рис. 3.36. Развитие профилей продольной скорости в вихревой камере с вдувом струи по оси $G_0=1$ г/с. а - $G_K=1$ г/с; б - $G_K=2$ г/с



$G_0 \approx G_K$ (рис. 3.36, а), течение имеет неустойчивый прецессирующий характер. Максимальное значение продольной скорости вдоль оси вначале падает, затем возрастает. Это же проявляется в поведении окружной компоненты скорости и для других геометрий камер и расходов [9]. Причем при уменьшении отношения $G_K/G_0 < 1$ наблюдалась существенная несимметрия течения вплоть до полного распада вихря [9].

С увеличением G_K течение в камере стабилизируется (рис. 3.36, б). Качественно подобный вид имеют профили скорости и для других значений интенсивности вращения периферийного потока. Если в качестве масштаба использовать значение компонент скорости на периферии камеры, то наблюдается хорошее обобщение относительных профилей окружных скоростей и циркуляций при различных расходах. Исключение составляют данные для $Re_{фк} < 10^3$, при котором изменяется режим течения.

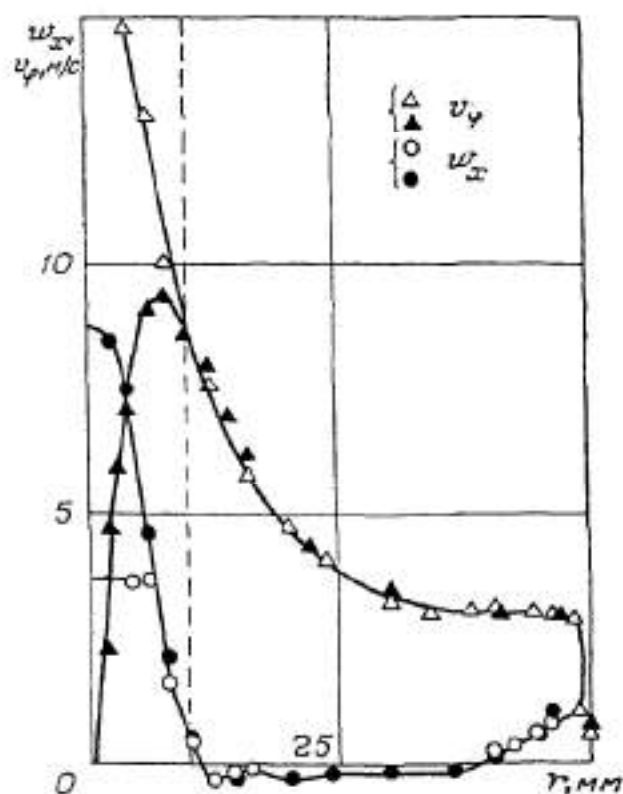


Рис. 3.37. Влияние вдува струи на аэродинамику вихревой камеры, $x/D_K = 0,75$; $G_K = 2$ г/с. Темные точки — течение со вдувом $G_0 = 1$ г/с; светлые — вдув отсутствует

Влияние вдува струи в вихревую камеру сказывается в основном только в приосевой области (рис. 3.37). Вдув струи приводит к торможению вращения газа в приосевой области, а осевая компонента скорости при этом возрастает. С увеличением вдува газа падает аэродинамическое сопротивление камеры, что было обнаружено в экспериментах [9] и объясняется снижением окружной скорости за счет торможения струей вихревого потока в камере. В зоне вне выходного отверстия результаты опытов, полученные без вдува и со вдувом струи, совпадают между собой. Такая же картина наблюдалась и при других расходах газа на периферии.

3.5. Динамика смещения приосевой струи

В экспериментах была отмечена еще одна важная особенность смещения приосевой струи с периферийным потоком. В исследованных режимах, за исключением режимов со слабой закруткой потока $G_K \leq G_0$, течение можно считать плоским, т.е. окружная скорость по высоте вихревой камеры не изменялась. Смещение струи с закрученным потоком происходило в небольшой по протяженности зоне, примыкающей к торцевой поверхности. Продольная скорость на оси камеры возрастала линейно с удалением от входного торца и градиент ее по высоте зависел от расхода газа на периферии.

При разработке реакторов с газовихревой стабилизацией необходимо учитывать изменение по высоте аппарата интегральных параметров (расхода, импульса, момента импульса) в приосевой области, ограниченной начальным диаметром струи (рис. 3.38). В наших экспериментах размер этой зоны совпадал также с радиусом выходного отверстия.

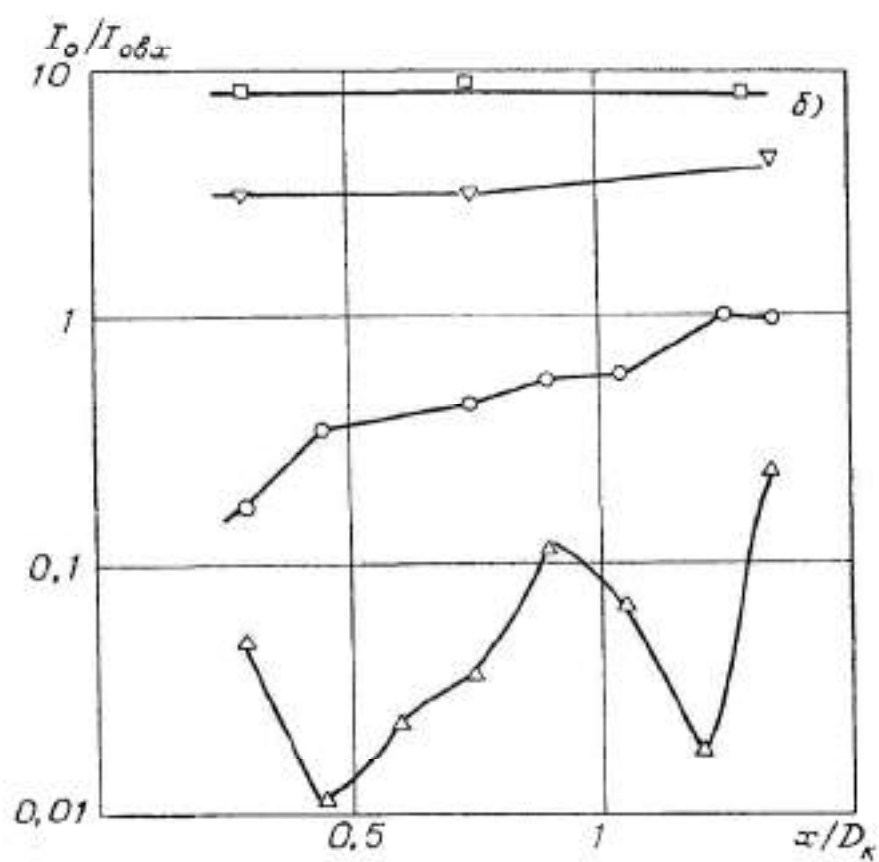
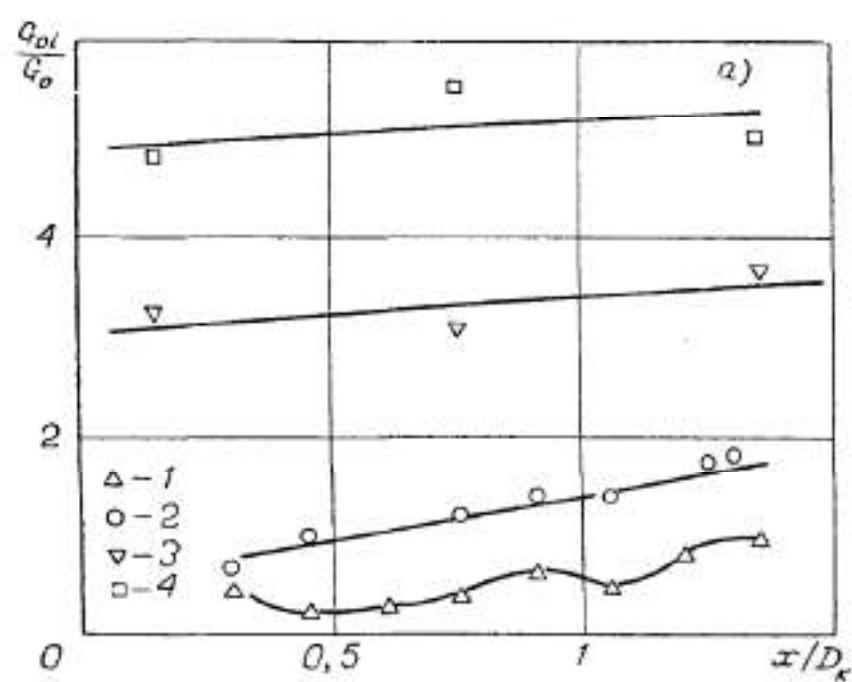
Изменение расхода газа в приосевой области при различных значениях расхода стабилизирующего периферийного потока показано на рис. 3.38, а. Расход газа, переносимого приосевым потоком, определялся по формуле

$$G_{oi} = 2\pi \int_0^{r_0} \rho \omega_x r dr.$$

При малых расходах периферийного закрученного потока ($G_K \approx G_0$) вследствие возникающих неустойчивостей изменение расхода в приосевой области по высоте немонотонно, причем его значение ниже, чем расход вдуваемой струи G_0 . С увеличением интенсивности вращения периферийного потока расход в приосевой области возрастает и становится больше его начального значения, подаваемого в камеру $G_{oi}/G_0 > 1$. Это объясняется притоком газа из торцевого слоя.

Торцевые течения существенно влияют и на потоки количества движения и момента количества движения (рис. 3.38, б, в), которые рассчитывались по следующим формулам с использованием измеренных профилей продольной и окружной скорости:

$$I_0 = 2\pi \int_0^{r_0} \rho \omega_x^2 r dr; \quad M_0 = 2\pi \int_0^{r_0} \rho \omega_x \omega_\varphi r^2 dr.$$



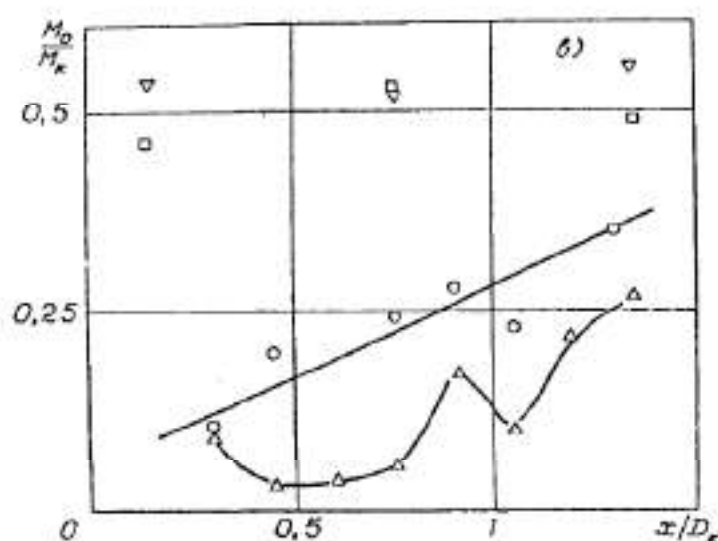


Рис. 3.38. Изменение интегральных параметров в приосевой области:
 а — расход газа; б — поток импульса;
 в — поток момента количества дви-
 жения. $G_0=1$ г/с; 1 — $G_k=1$ г/с;
 2 — 2; 3 — 5; 4 — 10 г/с

При малых расходах периферийного потока вследствие интенсивного размытия струи в начальных сечениях поток импульса составляет небольшую долю от расчетного значения на входе ($I_0/I_{\text{овх}} \leq 0,1$). С увеличением расхода периферийного потока значения потоков импульса и момента импульса возрастают, а при $G_k=5 \div 10$ г/с они практически не меняются по высоте вихревой камеры. Это свидетельствует о снижении интенсивности обмена импульсом и моментом импульса между приосевой струей и периферийным потоком.

Глава 4.

ТЕПЛОМАССООБМЕН В ВИХРЕВЫХ КАМЕРАХ

Вращение потока весьма эффективно влияет на интенсивность тепломассообмена, причем оно может как повышать ее, так и снижать – в зависимости от закона изменения циркуляции по радиусу. Значит, изменяя гидродинамическую картину течения, можно регулировать тепловое взаимодействие потоков в вихревых устройствах. Вихревые камеры могут использоваться для интенсификации процессов перемешивания или, наоборот, для стабилизации и термоизоляции потока от ограждающих поверхностей.

Ниже будет рассмотрена последняя проблема, а именно, исследование условий локализации струй в просековой области вихревых камер. Газодинамическое удержание широко используется для стабилизации низкотемпературной [180] и горячей плазмы, а также пламен [204, 243]. В ряде работ, например [14, 222], обсуждаются возможности применения вихревой термоизоляции плазмы в установках термоядерного синтеза.

Плазменные генераторы с газовихревой стабилизацией дуги в просековой области [46, 71, 88, 180] имеют ряд преимуществ по сравнению с имеющимися различными схемами реакторов: позволяют реализовать более высокие температуры плазменных струй большой протяженности за счет гидродинамического сжатия струи и значительно меньших тепловых потерь ее; обеспечивают чистоту процесса, поскольку в них отсутствует взаимодействие плазмы с ограничивающими стенками, что очень важно при организации плазмохимических процессов, в которых контакт реагентов с поверхностями недопустим.

4.1. Теплообмен при смешении приосевой струи

Рассматриваемая проблема весьма сложна. В имеющихся экспериментальных работах этого направления [13, 49, 71, 83, 88, 108, 109, 179, 180, 182, 204] исследовалось влияние различных факторов на процесс смешения вращающихся струй в каналах. Во всех исследованиях установлено снижение тепломассопереноса от приосевой струи при увеличении вращения периферийного потока. В ряде работ [108, 109, 180, 182] приводятся экспериментально найденные значения критериев, характеризующих процесс стабилизации, при которых происходит устойчивая локализация струи в приосевой области цилиндрического канала. Авторами работ [108, 109] отмечается, что переход к режиму наименьшего перемешивания носит характер, близкий к скачкообразному. Измерения, выполненные при исследовании смешения струи с вихревым потоком в камере [83], показали, что имеется оптимальное соотношение расходов приосевой струи и периферийного потока, при котором наблюдается наименьшее перемешивание. Кроме массовых сил, заметный вклад в процессы подавления или интенсификации тепломассопереноса может оказывать архимедова сила, обусловленная градиентом плотности смешивающихся газов [13, 71, 182, 220].

Многообразие типов вихревых устройств, специфика воздействия различных геометрических и расходных характеристик на аэродинамику и тепломассоперенос делают задачу обобщения имеющихся в литературе экспериментальных данных весьма сложной.

4.1. Теплообмен при смешении приосевой струи с периферийным потоком газа¹

Экспериментальное оборудование и методика проведения экспериментов. Цилиндрическая вихревая камера с плоскими торцевыми крышками (рис. 4.1) имела внутренний диаметр $D_K = 100$ мм, высоту $L_K = 150$ мм. Периферийный поток газа организовывался с помощью направляющего аппарата 3, который имел различную высоту щелей s , расположенных под различными углами α к плоскости торца. Количество щелей направляющего аппарата n и их ширина h подбирались таким образом, чтобы во всех экспериментах сохранялась их суммарная площадь $F_{щ} =$

¹Опыты были проведены совместно с Ю.Н.Ткачем [45, 46].

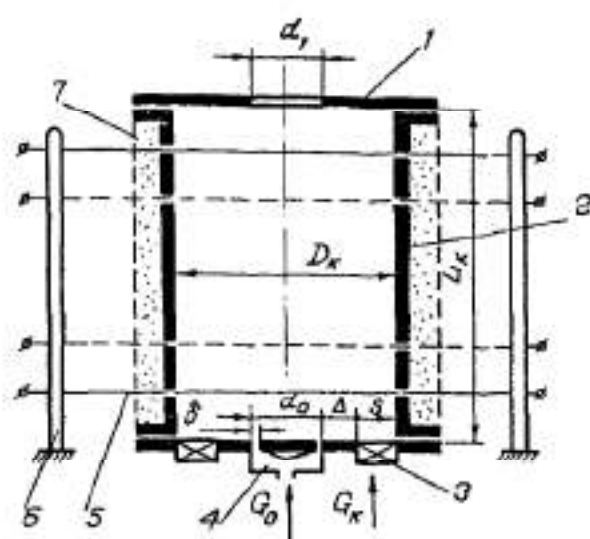


Рис. 4.1. Схема вихревой камеры. 1 - торцевая стенка; 2 - цилиндрическая стенка; 3 - периферийный завихритель; 4 - устройство формирования приосевой струи; 5 - термопары; 6 - держатель термопар; 7 - теплоизоляция

$=432 \text{ мм}^2$. Параметры завихрителей и их условная нумерация представлены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

№ завихрителя	s , мм	Δ , мм	α , град	Число щелей n	h , мм
1	6	34	30	36	2,0
2	15	25	30	24	1,2
3	25	15	30	15	1,15
4	39	1	30	8	1,4
5	6	34	60	36	2,0
6	6	34	90	36	2,0

Вдув газа по оси осуществлялся через входное устройство 4 и кольцевую щель шириной $\delta=1,5 \text{ мм}$ с наружным диаметром $d_0=0,2 \text{ мм}$. При проведении экспериментов со вдувом по оси закрученной струи в кольцевой щели заподлицо с поверхностью помещался направляющий аппарат с 20 щелями общей площадью $f=30 \text{ мм}^2$, расположенными под углом $\beta=30^\circ$ к плоскости торца. Направления закрутки струи и периферийного потока совпадали. Эксперименты проводили при трех значениях расхода воздуха, подаваемого по оси вихревой камеры, $G_0=1, 2$ и 5 г/с . Температура воздуха поддерживалась постоянной $T_0=373 \text{ К}$ с помощью высокоточного терморегулятора ПИТ-3Б.

В этих опытах использовался завихритель № 1. Расход периферийного потока изменялся в широких пределах $G_k=1 \div 40 \text{ г/с}$, температура воздуха, подаваемого по периферии, $T_{k0}=293 \text{ К}$,

4.1. Теплообмен при смешении приосевой струи

так что фактор неизотермичности $\Psi = T_{\text{ко}}/T_0 \approx 0,8$. Боковая поверхность камеры была покрыта слоем теплоизолятора, и тепловой поток через стенку практически отсутствовал.

Поля температур в вихревой камере измеряли с помощью 11 хромель-копелевых термопар диаметром 0,2 мм, протянутых по диаметру камеры с шагом 15 мм по высоте; термоЭДС измерялась с помощью цифрового вольтметра Ф30. Значения температур в вихревой камере и особенно в слое смешения пульсируют, что осложняет их прямое измерение. Поэтому для сбора экспериментальной информации и дальнейшей ее обработки использовали микропроцессорную систему "Мера-60". Погрешность измерения температур в экспериментах не превышала 3 %.

Выброс газа из вихревой камеры осуществлялся через выходное отверстие, диаметр которого в экспериментах изменялся в широких пределах $\bar{d}_1/D_K = 0,1-1,0$.

Исходные данные экспериментов и значения окружной скорости, циркуляции и тангенциального числа Рейнольдса на периферии камеры для завихрителя № 1, рассчитанные по формулам:

$$v_{\varphi K} = \frac{G_K}{\rho_K F_{\varphi}} \cos \alpha; \quad \Gamma_K = v_{\varphi K} R_K; \quad \text{Re}_{\varphi K} = \rho_K v_{\varphi K} R_K / \mu_K, \quad (4.1)$$

приведены в табл. 4.2.

Одной из важных характеристик процесса смешения периферийного и приосевого потоков является температура их полного смешения

$$T_{\text{см}} = \frac{G_0 T_0 + G_K T_{\text{ко}}}{G_0 + G_K}. \quad (4.2)$$

Значения температур полного смешения $T_{\text{см}}$ для $T_0 = 373$ К и $T_{\text{ко}} = 293$ К (что поддерживалось в большинстве экспериментов) также сведены в табл. 4.2.

В ряде работ [109, 163, 177] процесс смешения вращающихся струй принято характеризовать интегральным параметром

$$K = \frac{I_0 R_K}{M_K} = \frac{2\pi R_K \rho_0 \int_0^{r_0} \omega^2 r dr}{2\pi \rho_K \int_{R_K-s}^R \omega v_{\varphi} r^2 dr}, \quad (4.3)$$

Таблица 4.2

G_K , г/с	1	2	3,5	5	6	10	15	20	25	38
$u_{\text{ср.}}$, м/с	1,66	3,32	5,81	8,3	9,96	16,6	24,9	33,2	41,5	63,1
Γ_K , м ² /с	0,083	0,166	0,29	0,42	0,50	0,83	1,25	1,66	2,08	3,15
$Re_{\text{ср.}} \cdot 10^{-4}$	0,55	1,1	1,91	2,74	3,28	5,48	8,22	10,9	13,6	20,7
$T_{\text{см.}}$, К, при G_0 , г/с:										
1	333	319,6	310,7	306,3	304,4	300,2	298	296,8	296,1	295
2	346,3	333	322,1	315,8	313	306,3	302,4	300,2	299,9	297
5	359,7	350,1	340	333	329,4	319,7	313	309	306,3	302,4
K при G_0 , г/с:										
1	11,6	2,9	0,94	0,46	0,32	0,11	0,05	0,029	0,018	0,008
2	46,4	11,6	3,76	1,84	1,28	0,44	0,2	0,116	0,074	0,032
5	290	72,5	23,5	11,5	8,0	2,75	1,25	0,725	0,46	0,2

который для рассматриваемой задачи представляет собой отношение потока импульса приосевой струи к потоку момента количества движения периферийной стабилизирующей струи. Его значения, определенные для параметров на входе в камеру, см. в табл. 4.2.

Смешение струй в вихревой камере при различных расходах соотношениях, обеспечиваемых изменением расходов как периферийного потока, так и приосевой струи. В этих экспериментах исследовалось влияние расхода холодного периферийного потока на характер расширения приосевой струи в вихревой камере.

Исследования проводились с периферийным направляющим аппаратом № 1, диаметр выходного отверстия $d_1=20$ мм. Приосевая струя подавалась в камеру без вращения.

Распределение температур по радиусу камеры при различных расходах периферийного потока и $G_0=1$ г/с=const представлены на рис. 4.2. Вдув газа по оси без подачи периферийного потока $G_K/G_0=0$ приводит к быстрому перемешиванию струи в объеме камеры, и уже в начальных сечениях камеры распределение температур практически постоянно по радиусу. В другом предельном случае, когда вдув по оси отсутствует, $G_K/G_0 \rightarrow \infty$ (в этих опытах для удобства их проведения использовали газ с температурой $T_{\text{ко}}=333$ К) также наблюдается быстрое выравнивание температуры по объему камеры. Такое интенсивное размывание потоков в объеме камеры обусловлено диафрагмированием камеры; в аналогичных опытах при отсутствии диафрагмы по оси камеры и ее периферии развиваются типичные струйные профили.

4.1. Теплообмен при смешении приосевой струи

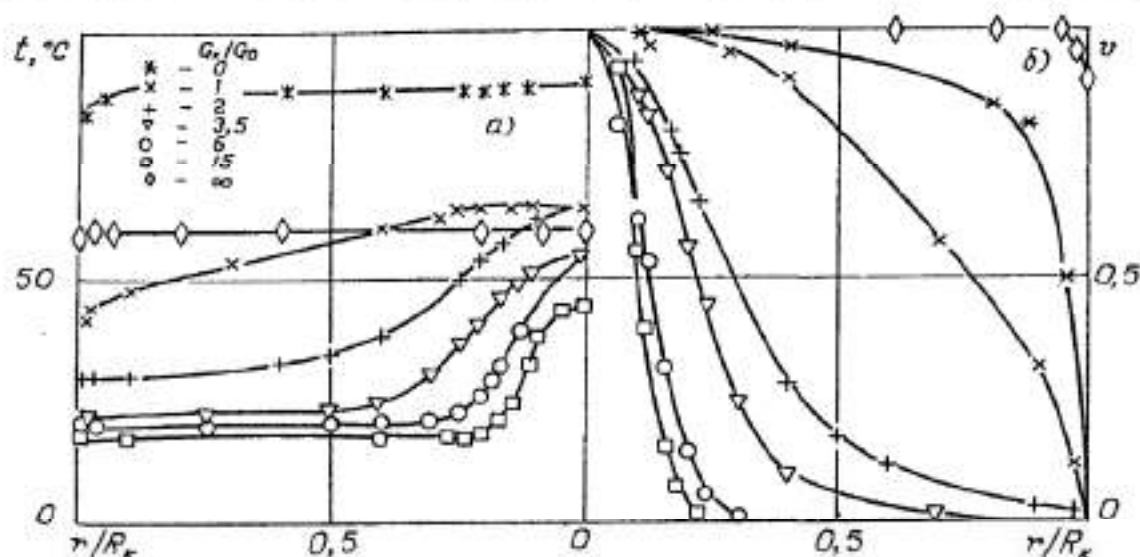


Рис. 4.2. Распределение температуры по радиусу вихревой камеры, $x/D_k=1$

Из рис. 4.2, а видно, что с увеличением интенсивности вращения наблюдается ослабление смешения приосевой струи с периферийным потоком. Особенно наглядно это следует из рис. 4.2, б, где опытные данные представлены в безразмерном виде

$$v = (T - T_{\text{ст}}) / (T_m - T_{\text{ст}}) = f(r/R_k), \quad (4.4)$$

где T_m и $T_{\text{ст}}$ — температура газа в рассматриваемом сечении на оси и на стенке. Градиенты температур в зоне смешения потоков с ростом окружной скорости в камере возрастают и приосевая струя вследствие подавления процессов теплообмена локализуется в узкой приосевой области.

Увеличение расхода приосевой струи при неизменном периферийном потоке приводит к расширению струи (рис. 4.3).

При фиксированном отношении расходов периферийного и приосевого потоков $G_k/G_0 = 5$, но при различных абсолютных их значениях безразмерные профили температур полностью между собой совпадают. Так, для данных, представленных на рис. 4.4, абсолютные значения окружной скорости на периферии камеры изменялись в пять раз; соответственно менялась и продольная скорость в приосевой струе. Этот результат является важным с точки зрения выбора критерия, определяющего процесс смешения струй в вихревой камере.

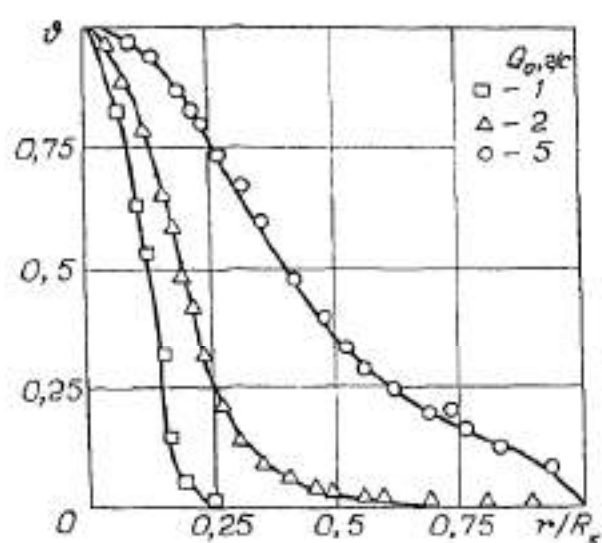


Рис. 4.3. Влияние расхода приносимой струи на профиль температуры, $G_K=5$ г/с; $x/D_K=1$

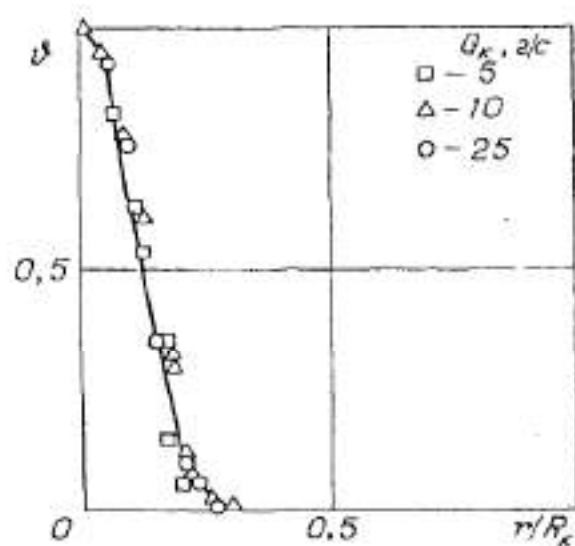


Рис. 4.4. Профиль температуры при $G_K/G_0=5$

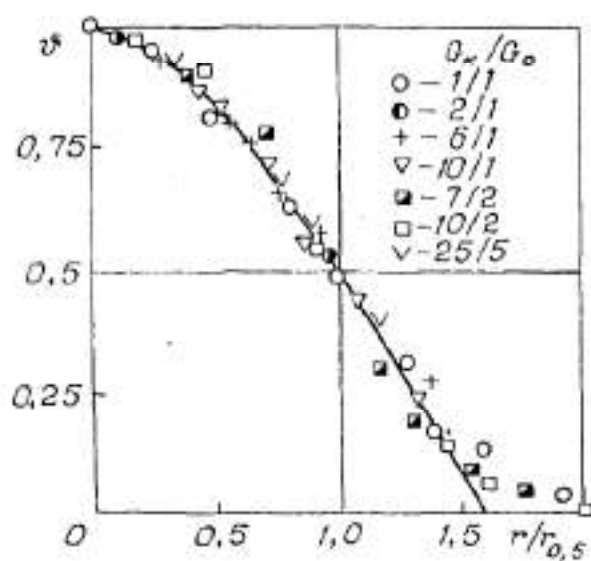


Рис. 4.5. Обобщение полей температур по радиусу камеры. Линия - расчет по формуле (4.5)

4.1. Теплообмен при смешении присосевой струи

Обобщение профилей температур по радиусу камеры представлено на рис. 4.5, где $r_{0,5}$ — координата точки, в которой избыточная температура равна половине своего максимального значения. В такой обработке все опытные данные, кроме $G_K/G_0 \leq 1$ во внешней области струи, достаточно хорошо обобщаются и совпадают с зависимостью

$$v=1-(r/b)^{1,5}, \quad (4.5)$$

описывающей профили температур в осесимметричных свободных струях [145] (здесь b — ширина слоя смешения). Подобная универсальность струйного профиля (4.5) для рассматриваемых условий может быть использована в дальнейшем при разработке методов расчета.

Одним из параметров, характеризующих процесс смешения струй, является ширина струи, изменяющаяся вдоль оси. В качестве условной границы струи принималась координата $r_{0,1}$, в которой температура равна $0,1 T_m$. Если профиль температуры описывается формулой (4.5), то значение $r_{0,1}$ близко к ширине струи ($r_{0,1} = 0,93 b$).

Исследование изменения по высоте камеры границы тепловой струи показало (рис. 4.6, а), что при слабых вращениях ($G_K/G_0 = 1$) струя размыта и занимает практически весь объем камеры; при $G_K/G_0 = 2$ размеры струи изменяются сложным образом — в начальных сечениях она интенсивно размывается, а затем за счет воздействия массовых сил подвергается сжатию; при $G_K/G_0 \geq 6$ диаметр струи по высоте камеры практически не меняется и остается равным начальному диаметру струи.

Для сравнения на рис. 4.6, а нанесена граница осесимметричной затопленной турбулентной струи на ее начальном участке [145]:

$$\tilde{r}_c = \tilde{r}_0 + 0,158. \quad (4.6)$$

Видно, что расширение струй в ограниченном закрученном потоке имеет совершенно иной характер, чем затопленных свободных струй.

Изменение по высоте камеры координаты $r_{см}$ (где достигается температура полного смешения потоков, определяемая соотношением (4.2)) при малых расходах холодного стабилизирующего потока носит сложный характер (рис. 4.6, б). Увеличение расхода газа на периферии смещает координату темпе-

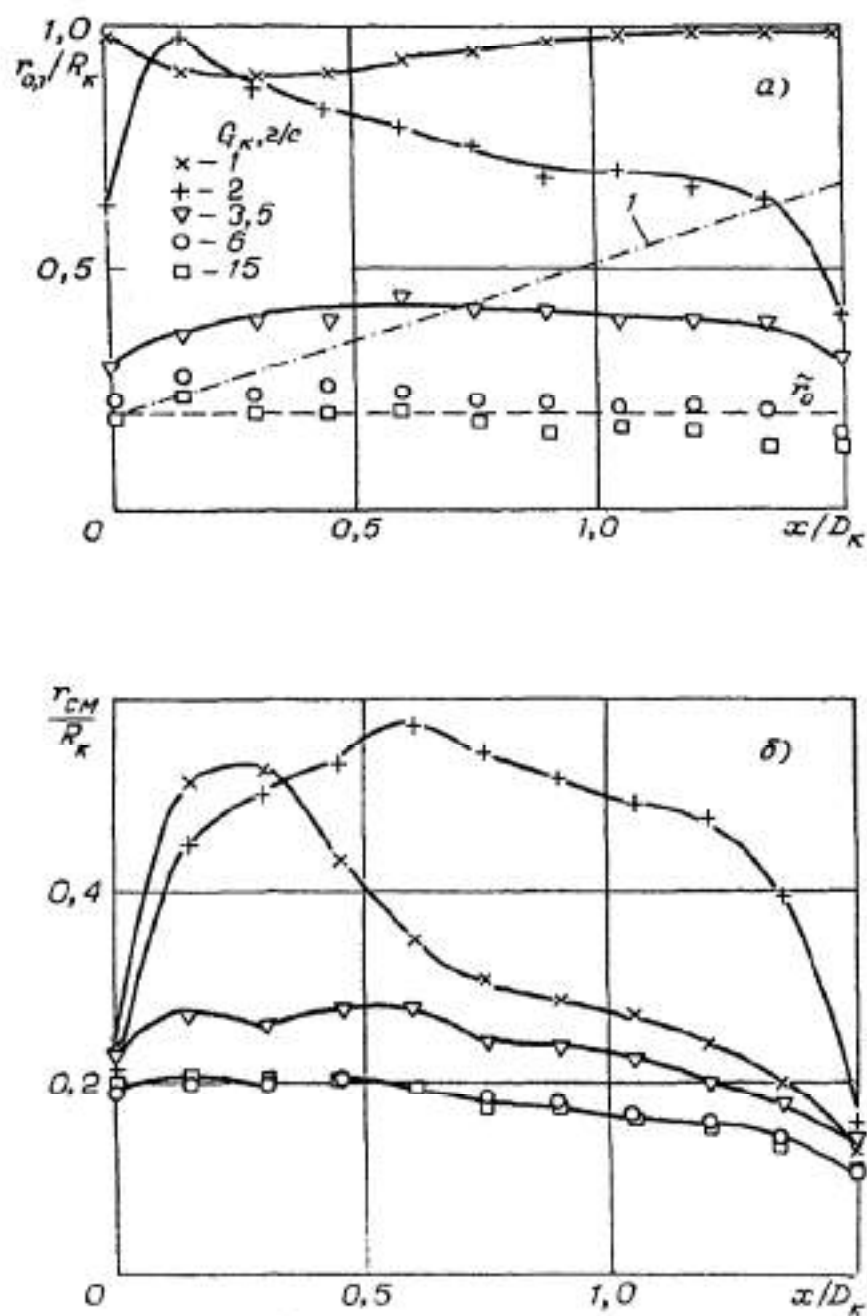


Рис. 4.6. Изменение размеров тепловой струи в камере при $G_0=1$ г/с: а - тепловая граница; б - координата температуры полного смешения; 1 - граница турбулентной затопленной струи на начальном участке (4.6)

4.1. Теплообмен при смешении приосевой струи

ратуры полного смешения к центру камеры. При этом опытные данные при $G_K/G_0 \geq 6$ совпадают между собой, а координата температуры полного смешения слабо меняется по высоте и близка к начальному радиусу струи $\tilde{r}_{см} \approx \tilde{r}_0 = 0,2$

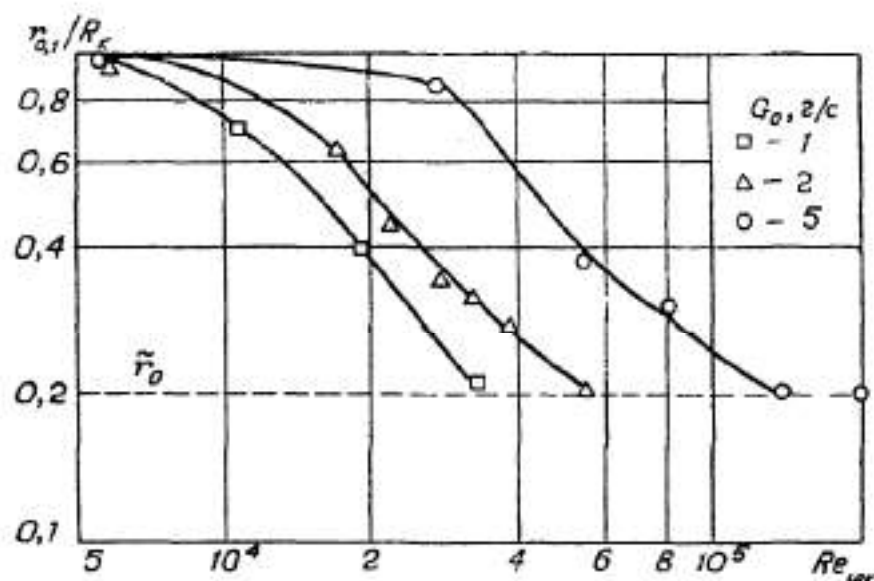


Рис. 4.7. Изменение границы приосевой струи, $x/D_K=1$

На рис. 4.7 представлено влияние интенсивности вращения стабилизирующего периферийного потока на тепловую границу осевой струи при различных ее расходах. Интенсивность вращения характеризуется периферийным тангенциальным числом Рейнольдса, которое определялось из соотношения (4.1) (см. табл. 4.2). Кривые изменения $r_{0,1}$ при различных значениях расходов осевой струи подобны, а увеличение расхода, как и следовало ожидать, приводит к расширению струи и увеличению числа Re_{0K} , при котором достигается локализация струи в приосевой области ($\tilde{r}_{0,1} \approx \tilde{r}_0$).

Проанализируем распределение температуры по оси камеры для различных случаев взаимодействия приосевой струи с вихревым периферийным потоком. Данные об изменении максимальной температуры по высоте вихревой камеры при различной интенсивности вращения периферийного потока и постоянном расходе приосевой струи $G_0=1$ г/с (рис. 4.8) обработаны с учетом изменения температуры полного смешения $T_{см}$ при варьировании соотношения расходов:

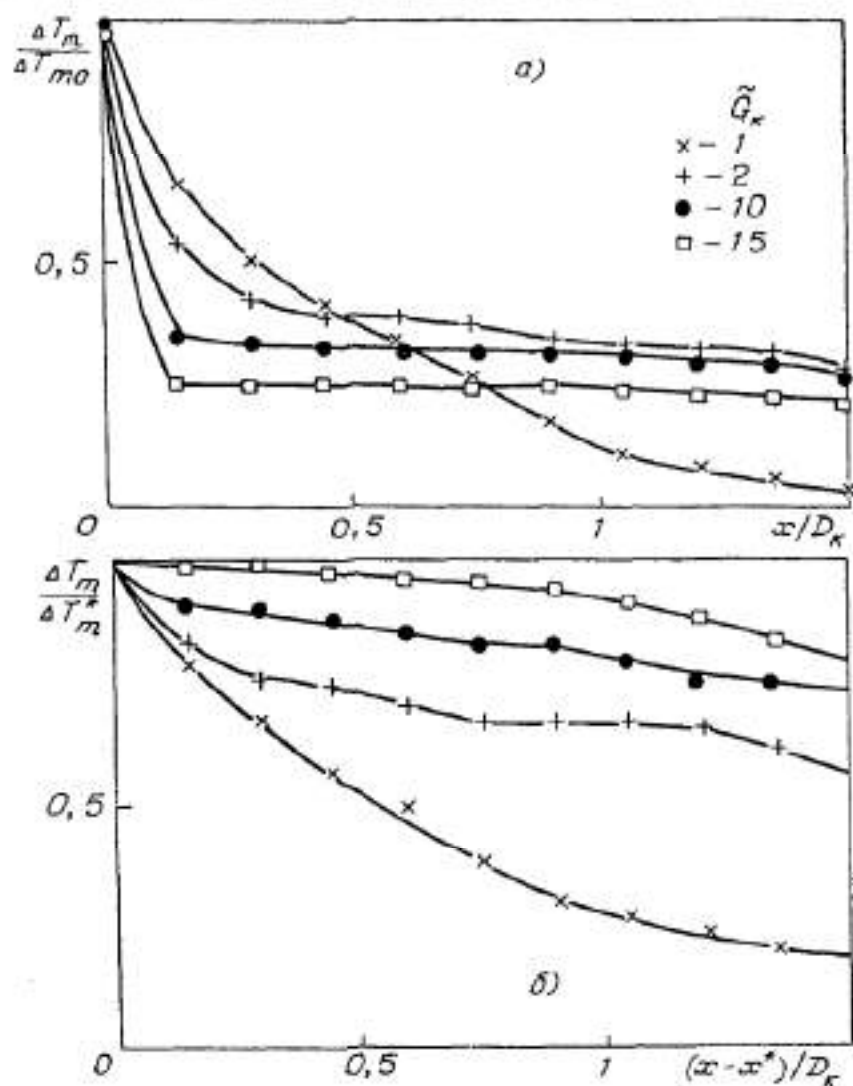


Рис. 4.8. Распределение максимальной температуры по высоте камеры

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta T_{m0}} = \frac{T_m - T_{cm}}{T_{m0} - T_{cm}}, \quad (4.7)$$

где T_m , T_{m0} — температура газа на оси в рассматриваемом и входном сечениях камеры.

Из рис. 4.8, а видно, что значения относительных температур на оси камеры с увеличением интенсивности вращения периферийного потока снижаются, что, на первый взгляд, противоречит механизму воздействия центробежных сил на подавление

4.1. Теплообмен при смешении приосевой струи

ние турбулентного обмена во вращающихся течениях. Однако отметим, что основное изменение температуры имеет место в окрестности входного торца камеры, где значительное влияние может оказывать течение в торцевом пограничном слое. Действительно, с увеличением тангенциального числа Рейнольдса согласно формуле (3.58) возрастает расход газа, протекающего по торцу от периферии к оси камеры в радиальном направлении.

В области же вне торцевого пограничного слоя ($x/D_K > 0,15$) градиент максимальной температуры по высоте камеры с интенсификацией вращения снижается, что говорит об ослаблении процесса смешения струи в основном объеме камеры за счет массовых сил.

Оценим значения расходов газа в торцевых пограничных слоях и радиусов r^* , начиная с которых все количество газа переносится к центру камеры только пограничным слоем.

Результаты расчетов этих параметров по формулам (3.58) и (3.61) сведены в табл. 4.3, из которой следует, что расходы в торцевых течениях значительны и при $G_K < 10$ г/с весь расход газа поступает в торцевые пограничные слои, и в основном объеме камеры радиальная компонента скорости газа становится равной нулю. Полагая в первом приближении, что поток газа из торцевого пограничного слоя идеально перемешивается со вдуваемой приосевой струей в окрестности торца до расстояния $x^*/D_K \approx 0,15$, можно определить значение температуры струи вне торцевого слоя

$$T^* = \frac{T_0 G_0 + T_{K0} G_T}{G_0 + G_T}, \quad (4.8)$$

где G_T — расход газа в пограничном слое на одном из торцов.

Таблица 4.3

G_K , г/с	1	2	3,5	5	6	10	15	20
$Re_{ФК} \cdot 10^{-4}$	0,55	1,1	1,91	2,74	3,28	5,48	8,22	10,9
$\bar{r}^*$	0,52	0,43	0,34	0,28	0,25	0,145	0,054	—
G_T , г/с ($\bar{r}=0,2$)	0,5	1	1,75	2,5	3	4,69	6,52	8,17
$2G_T/G_K$	1	1	1	1	1	0,94	0,87	0,82
T^* , К	346,3	333	322,1	315,8	313	307	303,6	301,7
$T_{экс}^*$, К	357	347,4	340,2	335,6	332,5	323,9	316,8	306,4

Как видно из представленных в табл. 4.3 данных, температура T^* значительно снижается по мере увеличения расхода холодного периферийного потока, что находится в качественном соответствии с результатами опытов.

При обработке по начальной температуре струи, равной ее значению вне торцевого пограничного слоя ($x^*/D_K = 0,15$):

$$\frac{\Delta T_m}{\Delta T_m^*} = \frac{T_m - T_{cm}}{T^* - T_{cm}}, \quad (4.9)$$

где T_m^* — температура газа на оси вне пограничного слоя, исключалось влияние разбавления струи торцевым потоком газа, что позволяло в чистом виде анализировать воздействие массовых сил на процессы турбулентного смешения в основном объеме камеры. Результаты такой обработки (рис. 4.8, б) свидетельствуют, что в отличие от обработки, представленной на рис. 4.8, а, увеличение расхода газа по периферии камеры приводит к стабилизации приосевого потока и снижению процесса конвективного теплопереноса в вихревой камере.

Зависимость относительного значения максимальной температуры от интенсивности вращения периферийного потока имеет сложный вид (рис. 4.9) и, как указывалось выше, зависит от многих факторов. Обработка по температуре струи на вхо-

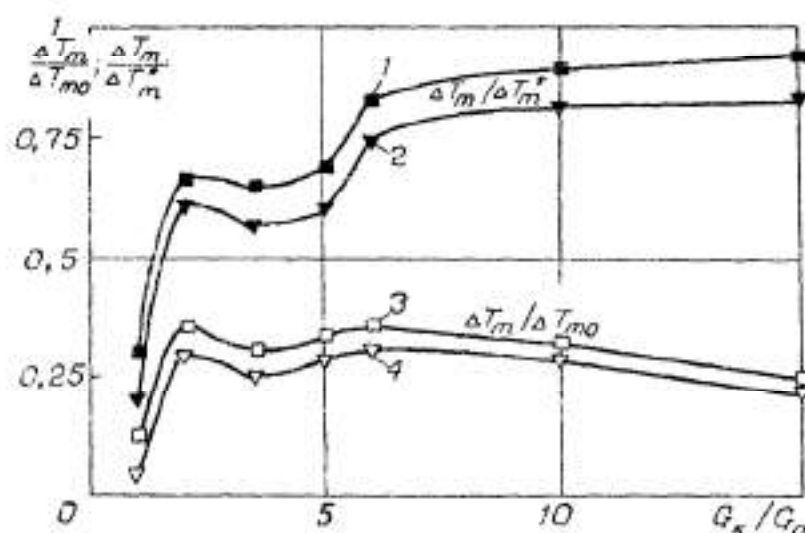


Рис. 4.9. Влияние интенсивности вращения на температуру газа на оси при $G_0 = 1$ г/с. 1, 3 — $z/D_K = 1,0$; 2, 4 — $1,5$

4.1. Теплообмен при смешении приосевой струи

де $\Delta T_m / \Delta T_{m0}$ характеризует процесс перемешивания струи во всей вихревой камере, включая и охлаждение ее путем разбавления холодным торцевым потоком. При числе $Re_{\phi k} \approx 3 \cdot 10^4$, что соответствует значению $G_k / G_0 \approx 6$, имеет место слабовыраженный максимум относительной температуры; при дальнейшем увеличении интенсивности вращения относительная температура на оси камеры уменьшается.

Температура газа по оси струи за пределами торцевого пограничного слоя (точки 1, 2 на рис. 4.9) во всем исследованном диапазоне возрастает с увеличением числа $Re_{\phi k}$, что свидетельствует об усилении процессов подавления турбулентного теплопереноса с ростом массовых сил, вызванных вращением газа.

Таким образом, наличие максимума в зависимости температуры на оси от интенсивности вращения периферийного потока обусловлено совместным воздействием на струи двух факторов — подавлением теплопереноса центробежными силами и интенсивной эжекцией в струю холодного периферийного потока торцевым течением.

Влияние диафрагмирования камеры на развитие приосевой струи. Исследование аэродинамики вихревых камер без приосевой струи с различной степенью диафрагмирования (см. гл. 3) показало, что изменение отношения диаметра выходного отверстия к диаметру камеры сказывается в основном на размерах зоны квазитвердого вращения, при этом ее размеры коррелируют с диаметром выходного отверстия; в периферийной области распределения окружных скоростей для разных диаметров выходного отверстия совпадают между собой.

В экспериментах с приосевой струей, расход которой оставался постоянным $G_0 = 1$ г/с, изменяли диаметр диафрагмы $d_1 / D_k = 0,1-1$ и расход периферийного потока через завихритель № 1.

Данные об изменении относительных температур по радиусу камеры (рис. 4.10, а) показывают, что с увеличением диаметра выходного отверстия струя размывается более интенсивно и при $d_1 / D_k \approx 0,8-1,0$ занимает практически весь объем камеры. Это подтверждают результаты измерений тепловой границы приосевой струи (рис. 4.10, б) в широком диапазоне изменения степени диафрагмирования и интенсивности вращения периферийного потока. Причем диаметр струи для выходных отверстий всех размеров с увеличением интенсивности вращения

начиная с некоторого значения ($\tilde{G} \geq 5 \div 6$) практически не меняется.

Необходимо подчеркнуть, что тепловой диаметр струи при этом существенно отличается от ее начального размера $r_0/R_K \approx 0,2$. Особенно наглядно корреляция между тепловым диаметром струи и размером выходного отверстия представлена на рис. 4.11: линия 1 соответствует линейной зависимости этих параметров $r_{0,1}/R_K = r_1/R_K$; линия 2 представляет собой расчет радиуса зоны разрыва, которая ограничивает приосевую непроточную область [53]. Для сравнения линией 3 приведены экспериментально полученные в [40] значения радиуса, на котором достигается максимальная окружная скорость в вихревых камерах. Как видно, опытные данные по тепловому диаметру струи 4 коррелируют с кривыми 2, 3. Это означает, что вдуваемая по оси струя локализуется в зоне, где окружная скорость изменяется по закону квазитвердого вращения, и таким образом можно оценить в первом приближении ее размеры.

Рассмотрим изменение безразмерной температуры $\Delta T_m/\Delta T_{m0}$ на оси струи в зависимости от диаметра диафрагмы (рис. 4.12). Наличие максимума температуры (при $r_1/R_K \approx 0,4$), характеризующего режим наименьшего перемешивания с периферийным закрученным потоком, обусловлено, вероятно, сложным механизмом взаимодействия торцевых течений и процессов турбулент-

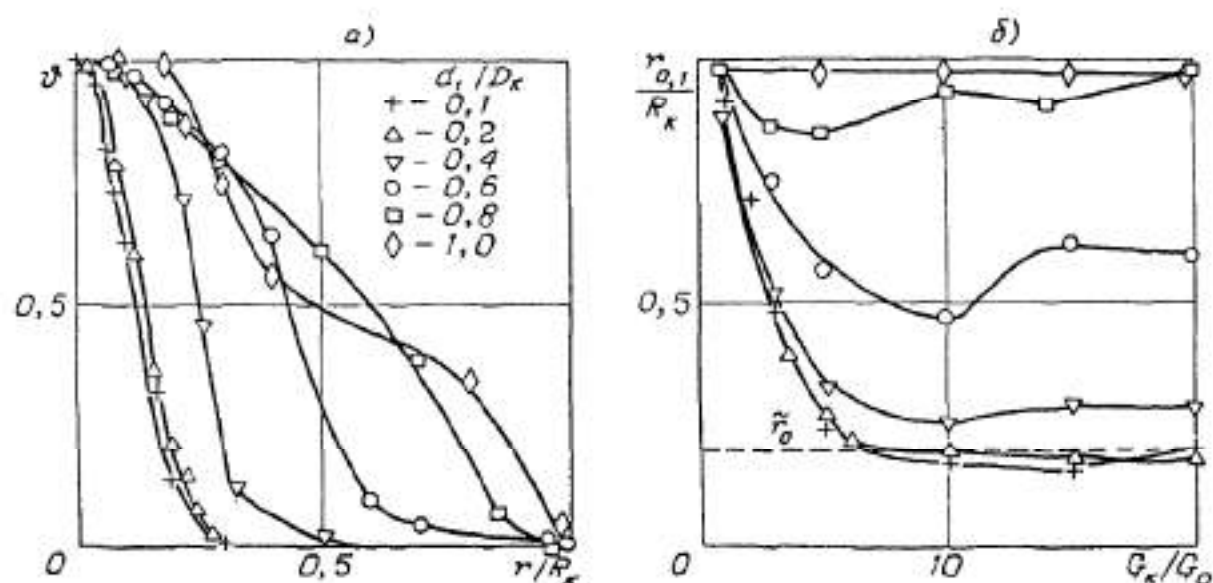


Рис. 4.10. Влияние диафрагмирования камеры на профили температуры (а) и на тепловую границу струи (б) при $G_K = 5$ г/с; $x/D_K = 1$

4.1. Теплообмен при смешении приосевой струи

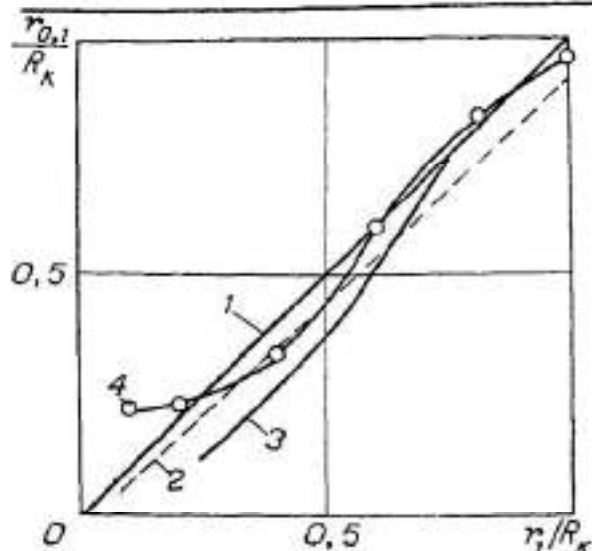


Рис. 4.11. Сопоставление некоторых характерных масштабов течения в вихревой камере. 1 - $\tilde{r}_{0,1} = \tilde{r}_1$; 2 - радиус зоны разрыва [53]; 3 - радиус максимальных окружных скоростей [39]; 4 - тепловая граница струи при $x/D_K = 1$, $G_K/G_0 = 5$

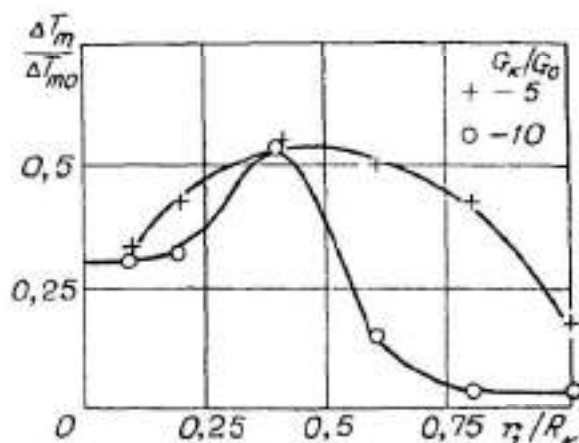


Рис. 4.12. Температура на оси камеры при различных степенях диафрагмирования камеры, $x/D_K = 1$

ного обмена струи с вращающимся потоком, как это имело место, например, для данных рис. 4.9.

Влияние ширины торцевой кромки, разделяющей струю и периферийный поток, на процесс смешения спутных струй. При исследовании эффективности газовой завесы на пластине при близких между собой значениях скоростей основного и вдуваемого потоков оказалось [208], что увеличение ширины разделяющей кромки приводит к интенсификации процесса смешения струй. Это объясняется образованием вихревых течений в следе за кромкой.

При закрутке газовой завесы в цилиндрическом канале увеличение ширины разделяющей кромки при постоянном параметре вдува $m = \rho_g \omega_g / \rho_o \omega_o$ также приводит к усилению перемешивания потоков и снижению температуры на оси канала [103]. В этих экспериментах при $m = \text{const}$ отношение расходов периферийного потока к основному не было постоянным, и с увеличением ширины разделяющей кромки доля периферийного потока возрастала. Несмотря на очевидную аналогию течений, рассматриваемых в настоящей работе, и в закрученных газовых завесах, результаты исследований [103] нельзя перенести на процесс

смещения струй в вихревой камере вследствие влияния диафрагмирования и возникновения торцевых течений. Исследование этих факторов проводилось при варьировании ширины периферийного направляющего аппарата δ , вследствие чего изменялась и ширина разделяющей кромки Δ (см. рис. 4.1). Расход приосевой струи ($G_0=1$ г/с) и ее начальная геометрия оставались неизменными. Площадь щелей направляющего аппарата и угол их наклона оставались постоянными. Поэтому в первом приближении можно считать, что при одинаковом соотношении расходов периферийного и приосевого потоков, но для разных значений ширины разделяющей кромки отношение скоростей также сохранялось.

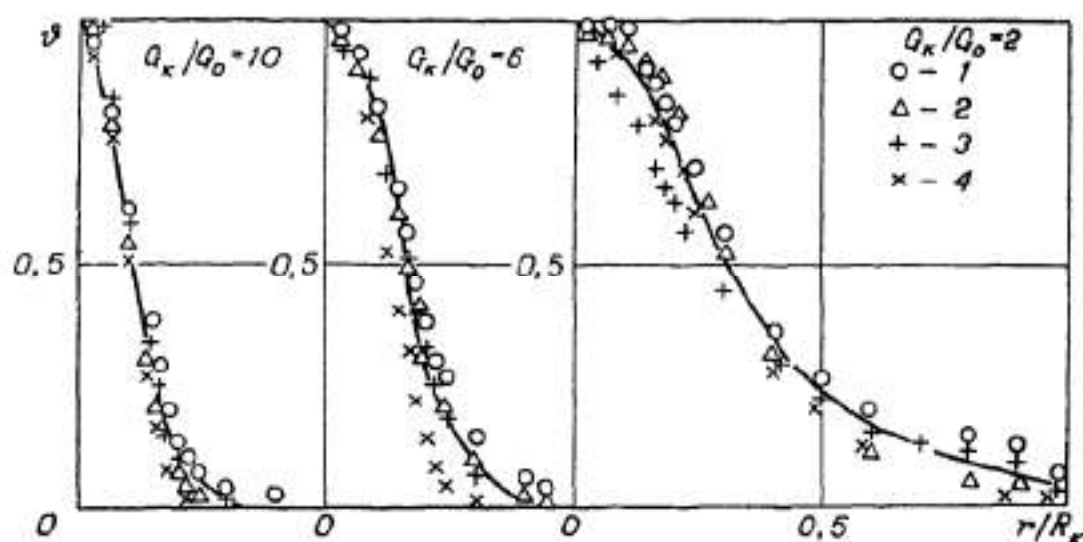


Рис. 4.13. Профили температур в камере при $x/D_k=1$ и различной ширине разделяющей кромки Δ/D_k : 1 - 0,003; 2 - 0,15; 3 - 0,25; 4 - 0,34

Опыты проводились при диаметре выходного отверстия из камеры $d_1=20$ мм и ширине разделяющей кромки $\Delta=0,3; 15; 25$ и 34 мм. Безразмерные профили температуры (рис. 4.13) для торцевых кромок всех размеров совпадают, причем эта картина сохраняется при различных соотношениях периферийного потока к приосевому.

Не оказывает заметного влияния ширина разделяющей кромки и на распределение относительной максимальной температуры по высоте вихревой камеры (рис. 4.14). Подобная ситуация имеет место во всем исследованном диапазоне интенсивности закрутки периферийного стабилизирующего потока.

4.1. Теплообмен при смешении приосевой струи

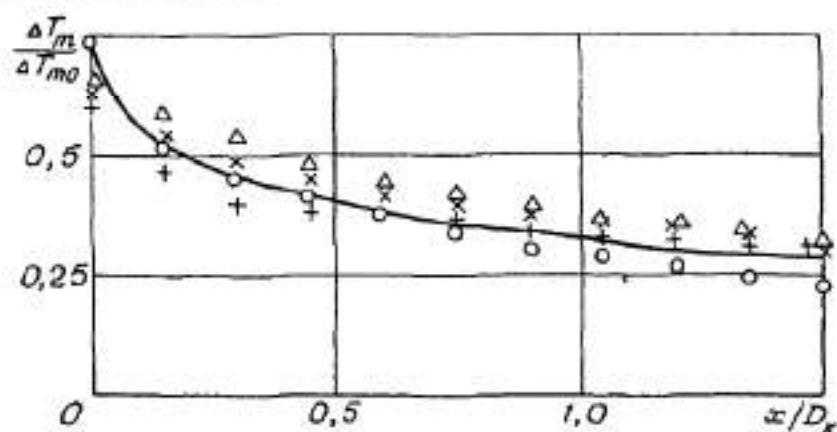


Рис. 4.14. Температура на оси камеры при различной ширине разделяющей кромки; $G_k/G_0=6$. Обозначения соответствуют рис. 4.13.

Таким образом, эксперименты показали, что ширина кромки, разделяющей периферийный и приосевой потоки, практически не влияет на процесс смешения струй. Это является важным результатом для проектирования подобных аппаратов. Однако неисследованным к настоящему времени является характер изменения окружной скорости по радиусу камеры при разных размерах разделяющей кромки и особенно при $\Delta \rightarrow 0$, когда направляющий аппарат занимает большую часть торца вихревой камеры. Как следствие, неизвестной величиной при этом является окружная скорость на границе приосевой струи, определяющая процесс смешения.

Ширину торцевой разделяющей кромки можно изменять не только за счет различной ширины периферийного закручивающего аппарата, но и увеличивая начальный диаметр приосевой струи. Естественно, что этот случай не подобен изученному и требует специального рассмотрения.

Влияние вращения приосевой струи и угла закрутки периферийного потока на процесс смешения. Приосевая струя плазмы в генераторах с газовихревой стабилизацией дуги, как правило, подается с начальной закруткой [180]. Исследования проведены при совместном спутном вращении периферийного и приосевого потоков. Расход газа в приосевой струе оставался постоянным $G_0=1$ г/с, расход периферийного потока через завихритель №1 изменялся: диаметр выходного отверстия $d_1=d_0=20$ мм.

В табл. 4.4 представлены значения интегрального параметра K , определенного по формуле (4.3), и параметра

$$\tilde{M} = \frac{M_0}{M_K} = \frac{2\pi r_0 \int_0^{r_0} \omega \varpi v \varphi^2 dr}{2\pi r_K \int_{R_K-S}^{R_K} \omega \varpi v \varphi^2 dr}, \quad (4.10)$$

характеризующего отношение потоков момента количества движения в приосевой струе и на периферии. Интегральные параметры K и M рассчитывались по геометрическим характеристикам завихрителей; для сравнения здесь же приводятся значения K_0 при отсутствии закрутки приосевой струи, но с тем же расходом.

Таблица 4.4

G_K/G_0	1	2	3,5	5	6	10	15	20
K_0	11,6	2,9	0,94	0,46	0,32	0,11	0,05	0,029
K	8,85	2,21	0,72	0,35	0,24	0,088	0,04	0,022
$\tilde{M}$	2,43	0,61	0,19	0,097	0,067	0,024	0,011	0,006

Из таблицы видно, что поток момента количества движения приосевой струи на входе при малых соотношениях расходов превышает аналогичную величину на периферии. Значения параметра K для условий проводимых опытов выше значений $\tilde{M}$, причем при вдуве незакрученной струи поток импульса больше, чем для закрученной струи. С увеличением расхода периферийного потока значения интегральных параметров быстро падают и при интенсивных вращениях на периферии камеры $\tilde{M} \rightarrow 0$ и $K \rightarrow 0$.

Указанные соотношения интегральных параметров на входе сказываются и на характере распространения закрученной и незакрученной приосевых струй в вихревой камере. При малых расходах периферийного потока, когда значение M_0 сопоставимо со значением M_K или превышает его, закрученная струя интенсивно размывается по объему камеры уже в начальных сечениях, и максимальная температура на ее оси значительно ниже, чем для незакрученной струи (рис. 4.15, а, б). При больших расходах периферийного потока (рис. 4.15, в, 4.16) влияние вращения приосевой струи сказывается в меньшей мере, а температура на ее оси становится выше, чем при отсутствии закрутки, что объясняется, по-видимому, меньшим зна-

4.1. Теплообмен при смешении присосевой струи

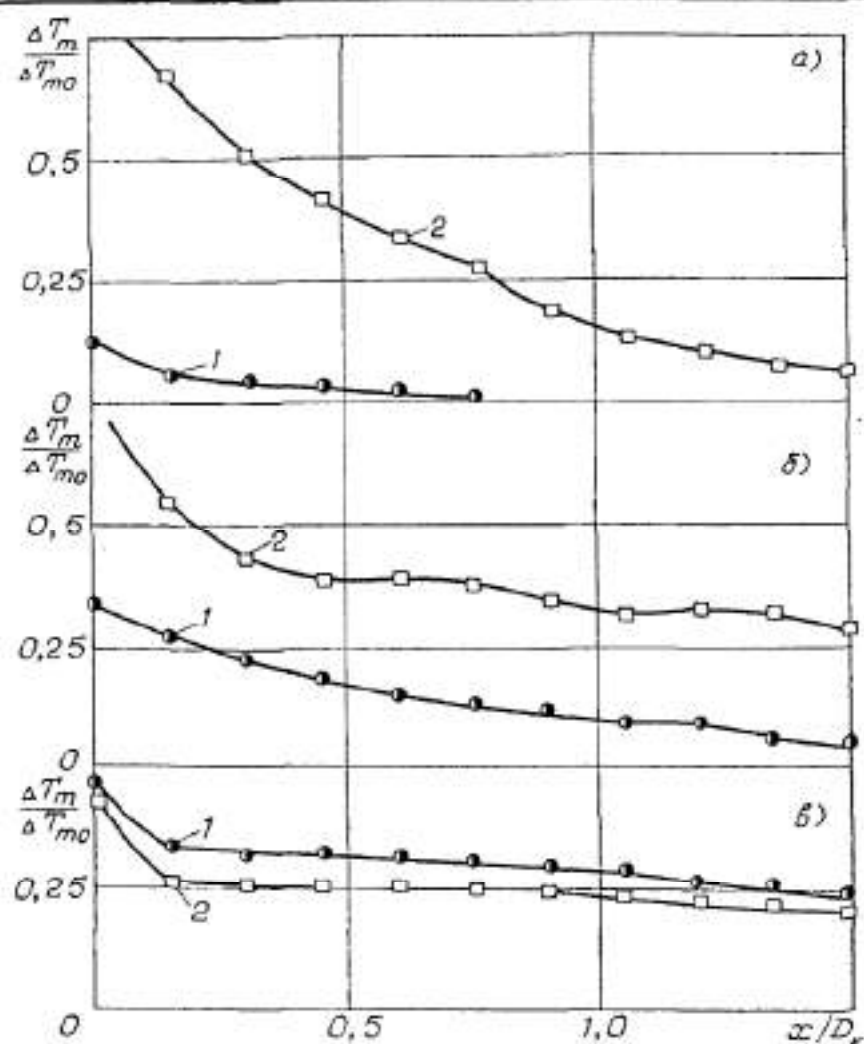


Рис. 4.15. Распределение максимальной температуры по высоте камеры для закрученной (1) и незакрученной (2) присосевой струи при G_k/G_0 : а - 1; б - 2; в - 15

чением начального потока импульса у закрученной струи и увеличением суммарного потока момента количества движения в камере.

Рассмотрим процесс смешения струй в вихревой камере при различных углах закрутки периферийного потока. Степень закрутки можно характеризовать числом Россби: малым его значениям ($Ro \ll 1$) соответствуют сильнозакрученные вихревые течения, когда окружная компонента скорости существенно превосходит радиальную; при больших значениях реализуется слабозакрученное течение; при отсутствии закрутки периферийного потока $Ro \rightarrow \infty$.

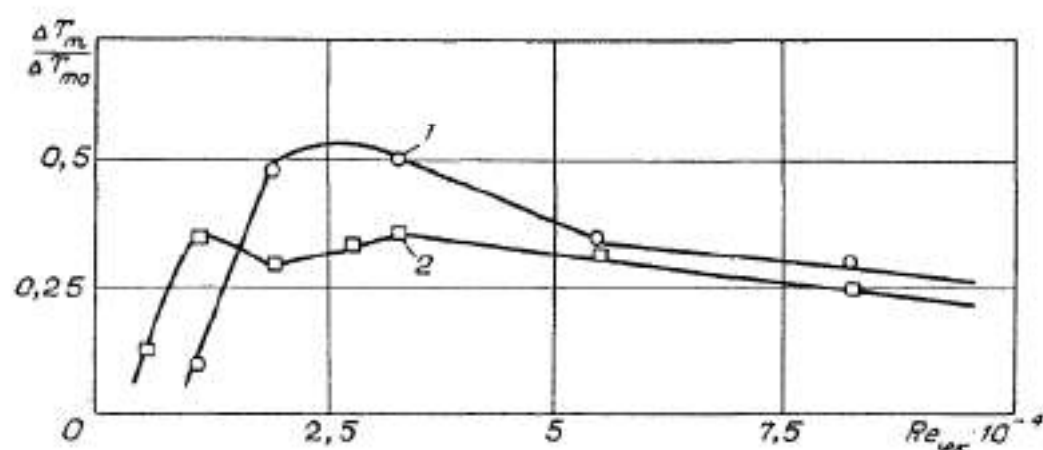


Рис. 4.16. Сопоставление данных по максимальной температуре для закрученной (1) и незакрученной (2) приосевой струи.

Эксперименты проводились при $d_1=d_0=20$ мм с периферийными завихрителями № 1, 5, 6, у которых $\alpha=30^\circ$, 60° и 90° , что соответствовало числам Россби $Ro=0,2$; $0,35$ и ∞ .

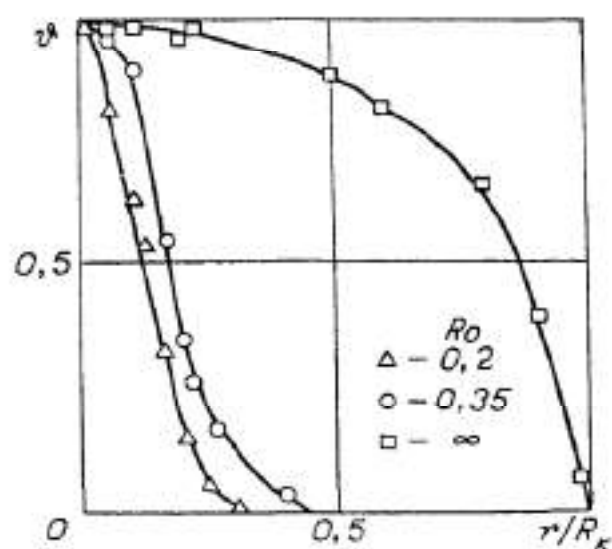


Рис. 4.17. Профили температур в вихревой камере при различных числах Россби, $x/D_k=1$; $G_k/G_0=6$

Данные опытов (рис. 4.17) показывают, что с уменьшением числа Ro струя более локализуется в приосевой области. Такая же картина наблюдается во всем исследованном диапазоне G_k/G_0 , причем наиболее сильно отличаются профили температур при малых значениях G_k/G_0 .

При подаче по периферии незакрученного потока ($Ro \rightarrow \infty$) происходит быстрое перемешивание струй уже в начальных сечениях камеры и практически во всем объеме камеры поток имеет температуру полного смешения. Такое иде-

альное перемешивание потоков отмечено в экспериментах в широком диапазоне изменения расходов ($G_k/G_0=1 \div 20$) и проявляется оно особенно ярко при увеличении G_k/G_0 .

4.2. Закон теплообмена приосевой струи с периферийным потоком

Известно [145, 149], что в теории свободной турбулентности аэродинамику и тепловое смешение струй характеризуют законы изменения максимальной скорости или температуры и ширины струи вдоль оси. Для сложных случаев распространения струй в ограниченных объемах важным и наглядным параметром будет являться изменение тепловой мощности по длине в цилиндрическом объеме с диаметром, равным начальному диаметру струи на входе в камеру:

$$Q = 2\pi \int_0^{r_0} \rho c_p w_x (T - T_K) r dr. \quad (4.11)$$

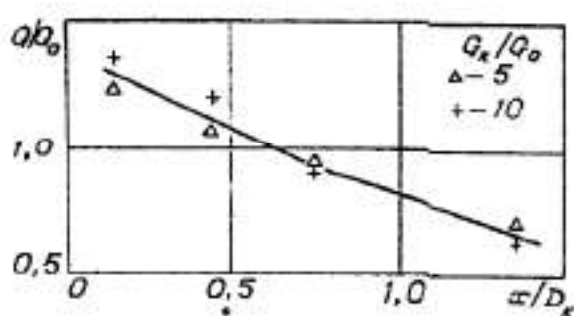


Рис. 4.18. Изменение тепловой мощности струи по высоте камеры при $G_0 = 1$ г/с

Изменение тепловой мощности по высоте камеры в цилиндрической области, ограниченной начальным диаметром d_0 , показано на рис. 4.18, где $Q_0 = c_p G_0 (T_0 - T_K)$ — начальное значение тепловой мощности вдуваемой струи. Точки получены из уравнения (4.11) интегрированием экспериментальных профилей продольной скорости и температуры.

Необходимо отметить следующий интересный результат: в начальных сечениях струи, как показывает эксперимент, $\rho/\rho_0 > 1$, что объясняется подводом в приосевую область дополнительной массы подогретого газа торцевым пограничным слоем. Температура газа в торцевом пограничном слое выше, чем в периферийном потоке, за счет теплоподвода из кольцевого обратного тока, который имеет место в камере между центральной и периферийной струями. Таким образом, в вихревой камере возникает циркуляционный перенос энергии — от развивающейся струи кольцевым возвратным течением и далее через торцевой пограничный слой значительная часть тепловой энергии вновь возвращается в струю.

Сопоставим полученные экспериментальные данные со стандартным случаем течения, например с затопленной осесимметричной струей. Из уравнения баланса тепловой энергии получим следующее выражение для эффективного числа Стентона

$$St^* = \frac{q^*}{\rho_0 w_0 c_p \Delta T_0} = \frac{d}{d\tilde{x}} \left[\frac{w_m \Delta T_m}{w_0 \Delta T_0} \int_0^1 \omega_w \omega_v \tilde{r} d\tilde{r} \right], \quad (4.12)$$

характеризующее интенсивность убыли (приращения) тепловой энергии в объеме, ограниченном цилиндрической поверхностью с радиусом r_0 ; здесь q^* - эффективный удельный тепловой поток через эту поверхность; w_m/w_0 и $\Delta T_m/\Delta T_0$ - относительные значения максимальной скорости и избыточной температуры по длине струи; w_0 и ΔT_0 - значение параметров на входе струи; $\tilde{r}=r/r_0$; ω_w и ω_v - безразмерные поперечные профили скорости и температуры.

Используя для основного участка струи зависимости [145]

$$\begin{aligned} w_m/w_0 &= 12,4/\tilde{x}; \quad \Delta T_m/\Delta T_0 = 9,24/\tilde{x}; \quad \omega_w = (1-\xi^{1,5})^2; \\ \omega_v &= 1-\xi^{1,5}; \quad b/r_0 = 0,22\tilde{x}; \quad \tilde{x}=x/r_0; \quad \xi=r/b, \end{aligned} \quad (4.13)$$

получим выражение для эффективного числа St^* на основном участке осесимметричной затопленной струи

$$St^* = \frac{114,5}{\tilde{x}^3} \left(1 - \frac{29}{\tilde{x}^{1,5}} + \frac{281}{\tilde{x}^3} - \frac{907}{\tilde{x}^{4,5}} \right). \quad (4.14)$$

Для начального участка затопленной осесимметричной струи [145], где ширина слоя смешения $b/r_0=0,27$, а его внешняя часть $y_1=0,158x$, эффективное число Стентона определяется выражением

$$St_H^* = 0,04 - 0,0029\tilde{x}. \quad (4.15)$$

Изменение эффективного коэффициента теплообмена для осесимметричной затопленной струи на начальном и основном ее участках показано на рис. 4.19. Экспериментальные значения числа Стентона находились из соотношения

$$St_{\text{экс}}^* = (Q_i - Q_{i-1}) / (2\pi r_0 \rho c_p \Delta T_0 w_{x0} \Delta x),$$

где значения Q_i в i -м сечении по высоте определяли согласно уравнению (4.11); значение w_{x0} соответствовало экспериментально измеренному в сечении, близком к входному соплу.

4.2. Закон теплообмена приосевой струи

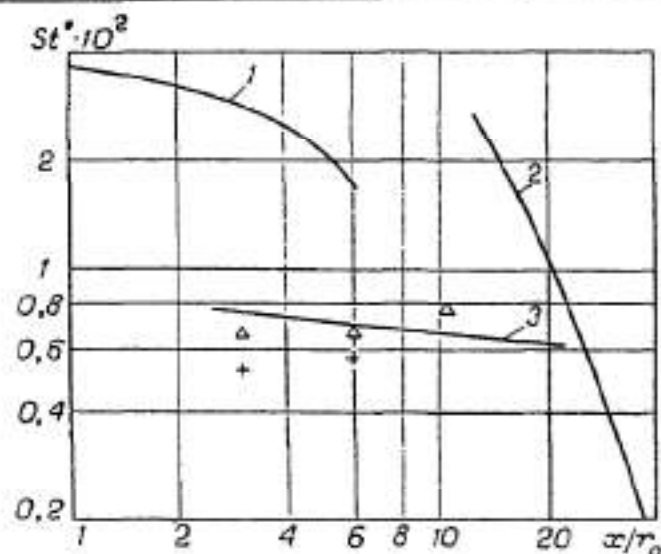


Рис. 4.19. Эффективные коэффициенты теплообмена при распространении струй: 1 — начальный участок по (4.15); 2 — основной участок осесимметричной затопленной струи по (4.14); 3 — закон теплообмена для пристенного турбулентного пограничного слоя (4.16). Обозначения точек соответствуют рис. 4.18

Важно отметить, что интенсивность теплообмена в струях стабилизированных вращающимся потоком, как это следует из сопоставления расчета с экспериментом, в несколько раз ниже, чем в свободных струйных потоках при отсутствии центробежных сил, подавляющих процессы переноса.

Для сравнения линий 3 на рис. 4.19 представлен закон пристенного теплообмена при течении в трубе изотермического турбулентного потока [100] с числом Рейнольдса, равным среднему в экспериментах значению, рассчитанному по параметрам струи на входе в камеру, $Re_0 = \rho w_{x0} d_0 / \mu_0 = 10^4$:

$$St = 0,0252 Re_0^{-0,2} \bar{x}^{-0,2} Pr^{-0,6} \quad (4.16)$$

Опытные данные по порядку величины совпадают с этой зависимостью, что в грубом приближении позволяет оценить ее интенсивность обмена тепловой энергией струи с периферийным потоком в режиме ее стабилизации. При этом приосевую струю можно представить в виде твердого вращающегося вместе с окружающим газом цилиндра, который обтекается потоком с относительной продольной скоростью w_{x0} . Такое модельное представление может оказаться весьма плодотворным при анализе тепломассообмена вращающихся стабилизированных струй.

В работах [71, 108, 109, 144, 180, 182], посвященных исследованию смещения закрученных струй в ограниченных объемах, проводились обобщения экспериментальных данных с использованием различных критериев. Наиболее широко в качестве обобщающего критерия используется интегральный параметр K , рассчитанный по параметрам на входе [8, 108, 109]. При постоянстве скорости в щелях направляющих аппаратов выражение для K (4.3) можно представить в виде

$$K_{вх} = \frac{I_0 R_K}{M_K} = \frac{\rho_0 \omega_{x0}^2 F_0}{\rho_K \omega_{xK} v_{фK} F_K} = \frac{G_0 \omega_{x0}}{G_K v_{фK}}. \quad (4.17)$$

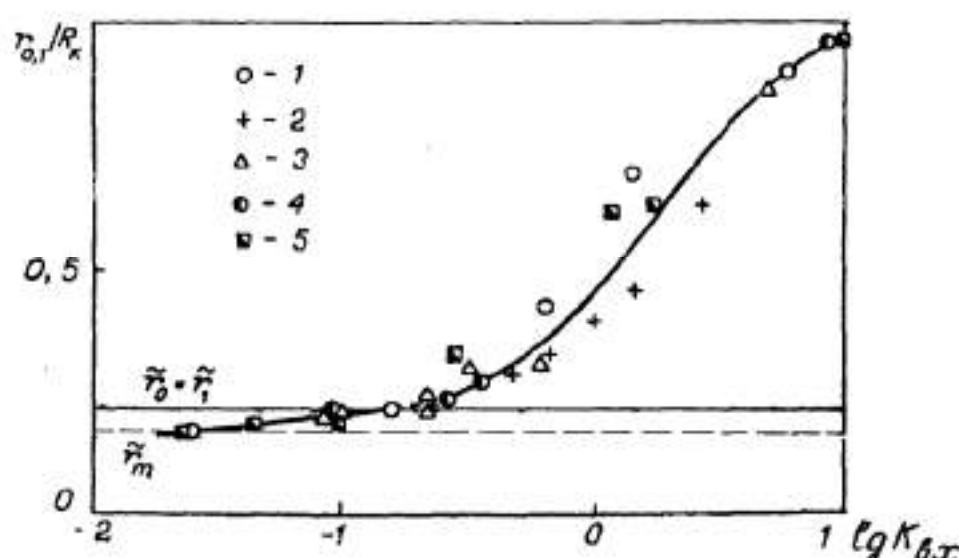


Рис. 4.20. Тепловая граница струи в вихревой камере при $d_1/D_K=0,2$, $x/D_K=1,0$.

$Ro=0,2$: 1 - $G_0=1$ г/с; 2 - 2; 3 - 5; 4 - закрученная приосевая струя, $G_0=1$ г/с.

$Ro=0,35$: 5 - $G_0=1$ г/с

Экспериментальные данные авторов, обработанные с использованием параметра (4.17), представлены на рис. 4.20. Граница выхлопного отверстия нанесена штриховой линией; штрихпунктирной линией отмечен радиус зоны разрыва r_m в приосевой области [53]. Как видно, в таком виде результаты опытов достаточно хорошо обобщаются. Причем стабилизация приосевой струи наступает при значении параметра $K_{вх} < 0,3$, что согласуется с результатами работы [108]. Эксперименты [108] показали, что режим наименьшего перемешивания струи с периферийным закрученным потоком в недифрагмированном канале

4.2. Закон теплообмена приосевой струи

имеет место при параметрах $K_{вх}$, лежащих в диапазоне $0,6 \geq K_{вх} \geq 0,15$.

В ряде работ влияние массовых сил на подавление или интенсификацию процессов переноса характеризуется критерием Ричардсона. В работе [71] получена некоторая его модификация, определяющая устойчивость стабилизированного вихрем плазменного столба:

$$Ri^* = \frac{v_{\phi k}^2}{\omega_{x0}^2} \frac{\rho_k - \rho_0}{\rho_0}. \quad (4.18)$$

Использование данного параметра позволило авторам [180, 182] обобщить результаты исследований теплового диаметра плазменных струй в генераторах с вихревой межэлектродной вставкой.

По-видимому, использование параметра (4.18) оправдано только при значительном отличии плотностей осевого и периферийного потоков ($\rho_k \gg \rho_0$), так как при $\rho_0 \rightarrow \rho_k$ число $Ri^* \rightarrow 0$, однако стабилизация возможна и в таких условиях.

Следует отметить, что по структуре выражения (4.17) и (4.18) близки между собой и характеризуются интегральными параметрами взаимодействующих струй. Очевидно, что эти параметры не отражают характера изменения окружной скорости по радиусу камеры и в полной мере не определяют уровень действующих на струю массовых сил. При описании процесса стабилизации в квазиизотермических условиях более корректным является использование локального параметра, представляющего собой отношение окружной скорости на границе струи к ее продольной компоненте $v_{\phi 0}/\omega_{x0}$. В качестве условной границы, на которой определяется значение окружной скорости $v_{\phi 0}$, необходимо принимать начальный радиус струи r_0 . Для вихревых камер, у которых диаметр выхлопного отверстия отличается от начального радиуса струи и приосевая струя размывается в зоне квазитвердого вращения, по порядку величины совпадающей с размером выхлопного отверстия, значение $v_{\phi 0}$ находится для этой границы.

Экспериментальные данные по максимальному расширению струи $y_{\max}/R_k$ ($y_{\max} = r_{\max} - r_1$; $r_{\max}$ — максимальное значение радиуса струи в процессе ее развития по высоте камеры) при различных расходных и геометрических соотношениях (рис. 4.21, а) хорошо обобщаются и при $v_{\phi 0}/\omega_{x0} \geq 5$ свиде-

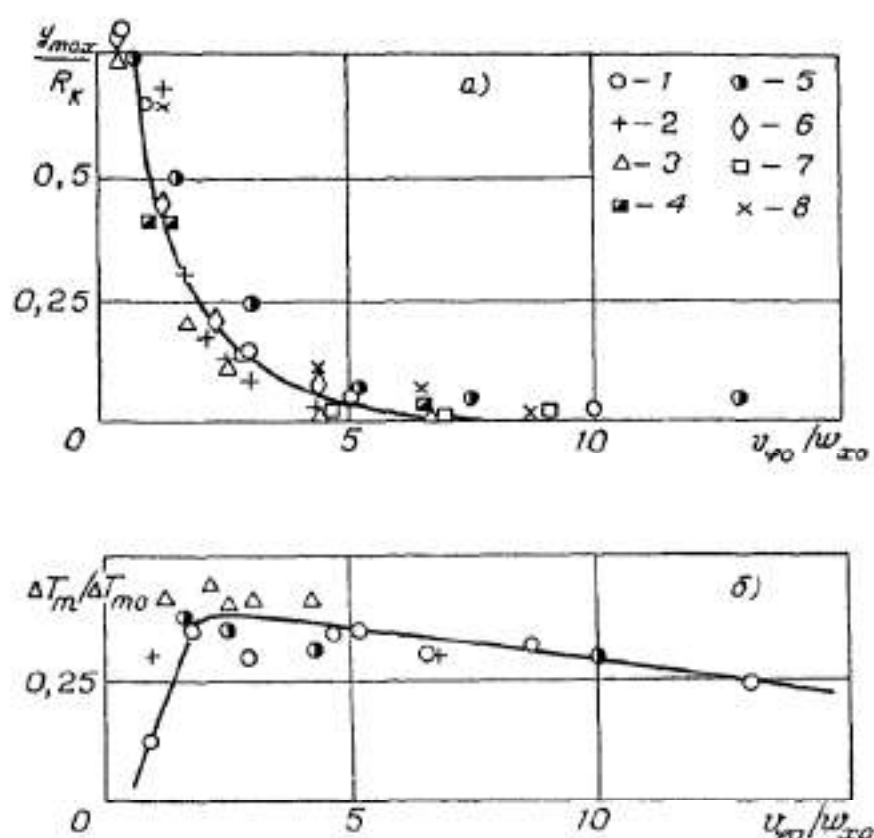


Рис. 4.21. Параметры приосевых струй в вихревой камере. а - закон расширения; б - температура на оси.

Точки	1	2	3	4	5	6	7	8
$G_0, \text{ г/с}$	1	2	5	1				
d_1/D_K	0,2					0,1	0,6	0,8
Ro	0,2			0,35		0,2		

б - закрученная приосевая струя

тельствуют о стабилизации приосевой струи, когда расширение ее практически отсутствует ($y_{max}/R_K \rightarrow 0$). Здесь значение $v_{\phi 0}$ определялось из условия сохранения циркуляции по радиусу камеры $v_{\phi 0} = v_{\phi K} R_K / r_0$.

Обобщение экспериментальных данных по максимальной температуре приосевой струи в зависимости от интенсивности ее вращения (рис. 4.21, б) показывает хорошее их согласие между собой, что позволяет использовать это обобщение в практике создания вихревых аппаратов.

Таким образом, используя данные рис. 4.21, можно достаточно просто оценить расходные и геометрические характерис-

4.3. Смешение неоднородных закрученных потоков

тики вихревой камеры при определении границ начала стабилизации струи в приосевой области, найти значение температуры на оси струи, а привлекая результаты рис. 4.18 и 4.19, найти потерю тепловой энергии струи в процессе ее развития в режиме стабилизации.

4.3. Исследование процессов смешения неоднородных закрученных потоков

Экспериментальное исследование смешения струй различной плотности проведено в вихревой камере таких же геометрических размеров, как и в опытах по изучению аэродинамики (§3.5) и теплообмена в квазиизотермических условиях (§ 4.1, 4.2). В приосевую область камеры подавался гелий или аргон; в некоторых экспериментах гелий подавался по периферии камеры, а по оси вдувалась струя воздуха. Таким образом, фактор неоднородности изменялся в широких пределах: $\rho_0/\rho_K = 0,14$ и $1,4$ при вдуве по оси соответственно гелия и аргона, $\rho_0/\rho_K = 7,15$ при подаче по оси воздуха, а по периферии гелия. Расход периферийного потока, подаваемого через завихритель № 1, варьировался $G_K = 1-10$ г/с, приосевая струя подавалась в камеру без вращения.

Поля концентраций измеряли в нескольких сечениях по радиусу камеры, а также по высоте камеры вдоль ее оси. ИзокINETический отбор пробы осуществлялся с помощью миниатюрного зонда диаметром $d_3 = 1,5$ мм с приемным отверстием $d_{отв} \approx 0,3$ мм на его боковой поверхности. Состав газовой смеси определялся газоанализатором.

Опыты с вдувом по оси легкого газа (гелия) наиболее близко моделировали течение в плазменном реакторе с газо-вихревой стабилизацией приосевого потока, поэтому эти исследования проведены достаточно полно. Поставлены три серии экспериментов: в первой серии оставалась неизменной скорость вдуваемого газа $w_{x0} = \text{const}$; во второй — импульс $\rho_0 w_{x0}^2 = \text{const}$; в третьей серии массовая скорость гелия была такой же, как и в аналогичных тепловых опытах с вдувом по оси подогретого воздуха, $\rho_0 w_{x0} = \text{const}$. Результаты экспериментов сопоставлялись с изложенными выше исследованиями полей температур, когда отношение плотностей мало отличалось от единицы $\rho_0/\rho_K = T_K/T_0 \approx 0,8$.

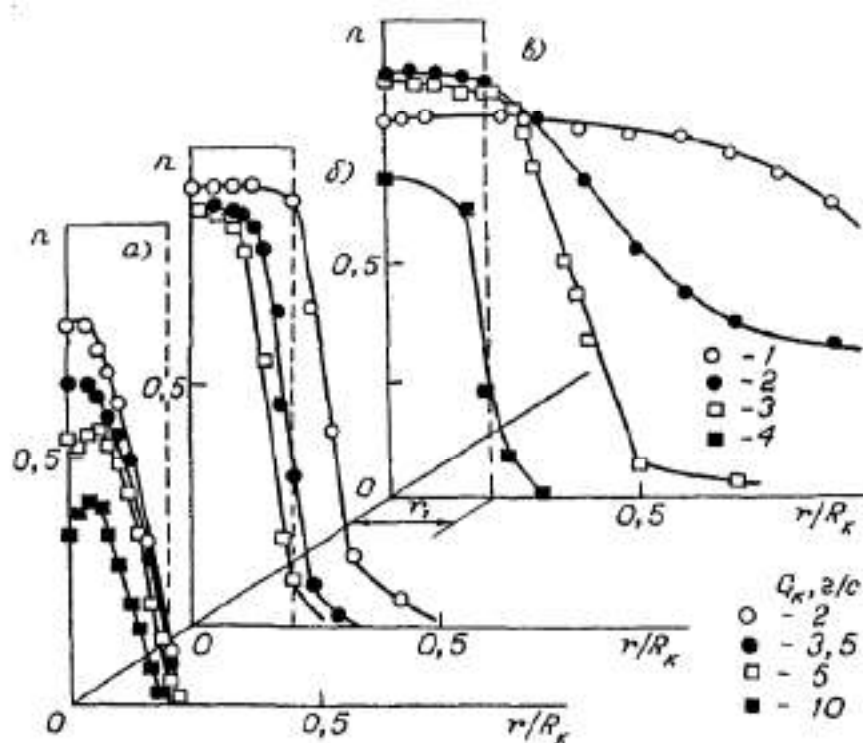


Рис. 4.22. Профили объемных концентраций гелия в вихревой камере, $x/D_k = 0,75$. а - $G_0 = 0,14$ г/с ($\omega_{x0} = \text{const}$); б - $G_0 = 0,43$ ($\rho_0 \omega_{x0}^2 = \text{const}$); в - $G_0 = 1$ г/с ($\rho_0 \omega_{x0} = \text{const}$)

Рассмотрим результаты, полученные авторами совместно с Г.Р.Балдиновым и Ю.Н.Ткачем. Радиальные профили объемных концентраций гелия для трех значений его расхода и при варьировании расхода периферийного потока изображены на рис.4.22. Как следует из представленных данных, процесс взаимодействия струй является весьма сложным и зависит от нескольких факторов. В частности, увеличение расхода периферийного потока двояко влияет на распределение концентраций: их значения уменьшаются, но при этом профили становятся существенно уже в радиальном направлении, локализуясь в приосевой области. Снижение абсолютных значений концентраций в этом случае можно объяснить возникновением более мощных торцевых течений, которые приводят к разбавлению приосевой струи потоком периферийного газа.

Увеличение расхода вдуваемой приосевой струи приводит к интенсификации процессов смешения, в результате чего струя

4.3. Смешение неоднородных закрученных потоков

достаточно быстро размывается по всему сечению камеры (рис. 4.22, в). Соответственно с повышением доли вдвухаемого газа возрастает и абсолютное значение концентрации гелия в камере.

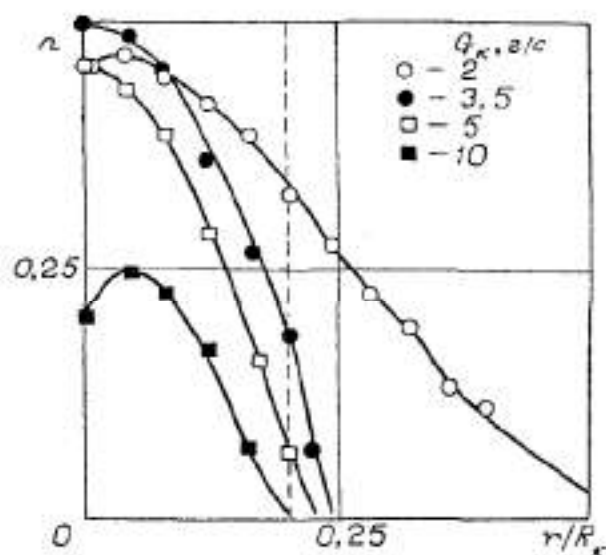


Рис. 4.23. Распределение концентраций аргона в вихревой камере, $x/D_k = 0,75$; $G_0 = 1$ г/с

Процесс смешения при подаче в камеру аргона носит качественно подобный характер (рис. 4.23). Однако, если сравнить эти данные с результатами по вдуву гелия с тем же массовым расходом (см. рис. 4.22, в), то видно, что струя тяжелого газа более сжата в приосевой области. Это говорит о том, что в данных условиях процессы смешения происходят менее интенсивно при вдуве газа по оси с плотностью большей, чем плотность периферийного потока.

На первый взгляд, такое влияние градиента плотности на смешение струй противоречит физической картине процесса. Действительно, согласно выражению (1.68) положительный градиент плотности (что эквивалентно вдуву в приосевую область легкого газа) должен приводить к увеличению числа Ричардсона и соответственно к подавлению процессов турбулентного обмена. Это же подтверждается и экспериментально [220]. Вдув по оси тяжелого газа, наоборот, должен вызывать интенсификацию процессов перемешивания.

Однако, кроме воздействия центробежных сил и эффектов плавучести, большое влияние на турбулентный перенос оказывают градиенты продольной скорости на границе струи. При вдуве легкого и тяжелого газов с одинаковым массовым расходом продольная скорость в струе легкого газа выше, что приводит к увеличению градиентов в слое смешения и усилению перемешивания струи с периферийным потоком. В итоге характер расширения струи определяется в основном тремя этими факторами — центробежными силами, силами Архимеда и начальным сдвигом скорости, — вклад которых в каждом конкрет-

Гл. 4. ТЕПЛОМАССОБМЕН В ВИХРЕВЫХ КАМЕРАХ

ном случае может быть различным. Большое влияние при этом, как отмечалось ранее, могут оказывать торцевые течения.

Влияние плотности газов на массообмен струй в вихревой камере (рис. 4.24) исследовали при фиксированном расходе $G_K=2$ г/с, что обеспечивало постоянство тангенциального числа Рейнольдса на периферии камеры $Re_{\phi K}=1,1 \cdot 10^4$. Как видно,

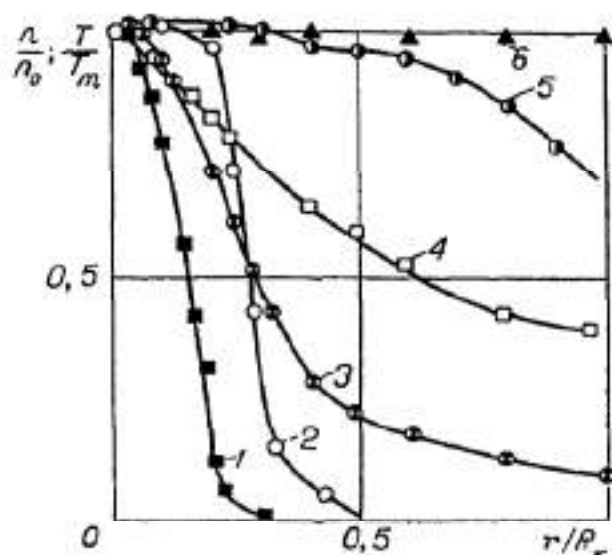


Рис. 4.24. Влияние фактора неоднородности на профили концентраций и температур (4), $z/D_K=0,75$.

Периферийный поток, $G_K=2$ г/с; $Re_{\phi K}=1,1 \cdot 10^4$. 1 - 5 - воздух; 6 - He.

Приосевой поток: 1 - He ($\rho_0/\rho_K=0,14$), $G_0=0,14$ г/с; 2 - He ($0,14$), $0,43$ г/с; 3 - 6 - $G_0=1$ г/с: 3 - Ar ($1,38$); 4 - воздух ($0,78$); 5 - He ($0,14$); 6 - воздух ($7,15$).

профили концентраций существенно расслаиваются в зависимости от плотности вдуваемого газа и его расхода. Если расход вдуваемого газа остается постоянным $G_0=\text{const}$, то, как уже упоминалось выше, более локализована в приосевой области струя тяжелого газа (см. на рис. 4.24 - вдув аргона (точки 3), воздуха (4) и гелия (5)). При равенстве скорости газа на входе в камеру при вдуве гелия и воздуха (точки 1 и 4) подача по оси газа с меньшей молекулярной массой за счет устойчивой стратификации по плотности приводит к заметному уменьшению диаметра струи. Наличие сильного отрицательного градиента плотности по радиусу $\rho_0/\rho_K=7,15$ (вдув гелия по периферии, точки 6) приводит к практически полному смешению струй в объеме камеры.

Профили объемных концентраций при вдуве газов различной плотности не совпадают с профилями температур для квазиоднородных условий, как при сохранении расходов и продольных скоростей, так и импульса струи на входе в камеру.

С увеличением интенсивности вращения периферийного потока за счет превалирующего воздействия центробежных сил над силами Архимеда профили концентраций для различных фак-

4.3. Смешение неоднородных закрученных потоков

торов неоднородности сближаются между собой (рис. 4.25). Однако при больших расходах легкого газа гелия ($G_0 = 1$ г/с) и в этом случае распределение его концентраций существенно отличается от обобщающей кривой.

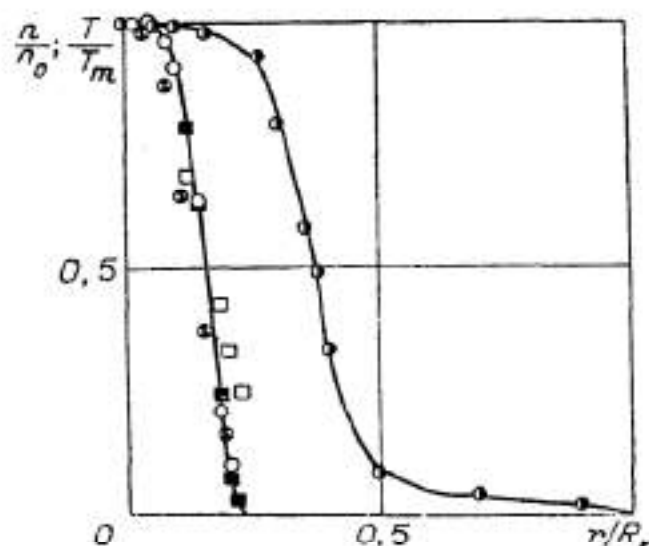


Рис. 4.25. Распределение концентраций газов в вихревой камере, $x/D_k = 0,75$; $G_k = 5$ г/с (воздух); $Re_{фк} = 2,7 \cdot 10^4$. Обозначения точек соответствуют рис. 4.24

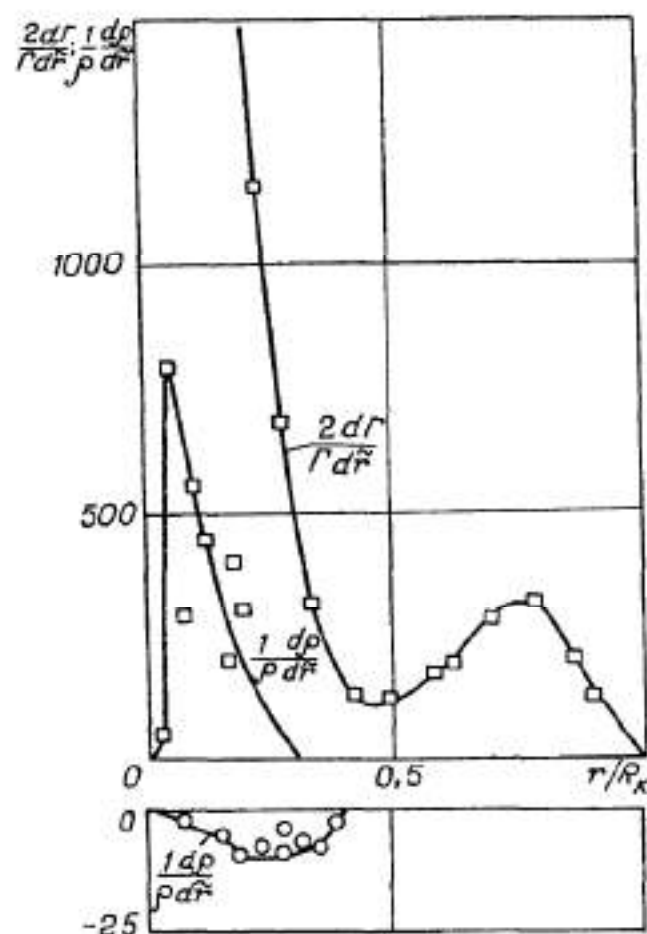


Рис. 4.26. Влияние центробежных сил и градиента плотности на число Ri . $G_k = 2$ г/с, $Re_{фк} = 1,1 \cdot 10^4$; □ - вдув гелия, $G_0 = 0,14$ г/с; ○ - вдув аргона, 1 г/с

Для оценки влияния центробежных и подъемных сил, обусловленных градиентом плотности, на турбулентное перемешивание приосевой струи с периферийным потоком сопоставим между собой слагаемые в выражении для числа Ричардсона (1.68), характеризующие порождение турбулентной энергии центробежными и подъемными силами. Их значения находились из опыт-

ных результатов, причем данные о вкладе центробежных сил определяли по профилям циркуляций, полученным в квазиизотермических условиях.

Значение $(2/r)d\tilde{r}/d\tilde{r}$ на границе приосевой области начинает резко возрастать (рис. 4.26), что свидетельствует о стабилизирующем воздействии потока на струю в приосевой области. При вдуве гелия параметр $(1/\rho)d\rho/d\tilde{r}$, определяющий влияние градиента плотности на процессы переноса, по знаку совпадает с градиентом циркуляции, однако по абсолютной величине он почти на порядок меньше. Еще более слабое воздействие, судя по рис. 4.26, градиент плотности должен оказывать при вдуве по оси аргона.

На закон расширения струй различной плотности в вихревых камерах влияет тангенциальное число Рейнольдса, или интенсивность вращения, (рис. 4.27). Все указанные выше особенности взаимодействия струй газов различной плотности прослеживаются и в этом случае. В частности, режим стабилизации струи в приосевой зоне (когда ее радиус не изменяется по высоте и совпадает с начальным размером $\tilde{r}_{0,1} \approx \tilde{r}_0$) достигается при различных числах $Re_{\varphi\kappa}$. Увеличение фактора неоднородности ρ_0/ρ_κ и расхода вдуваемого газа G_0 приводит к затягиванию процесса стабилизации и соответственно к росту числа Рейнольдса, при котором наступает этот режим.

На следующем этапе в качестве параметра, характеризующего процесс расширения струй, использовалось отношение окружной компоненты скорости на границе струи к продольной компоненте $v_{\varphi 0}/w_{x0}$. При такой обработке (рис. 4.28) опытные данные распадаются в зависимости от фактора неоднородности.

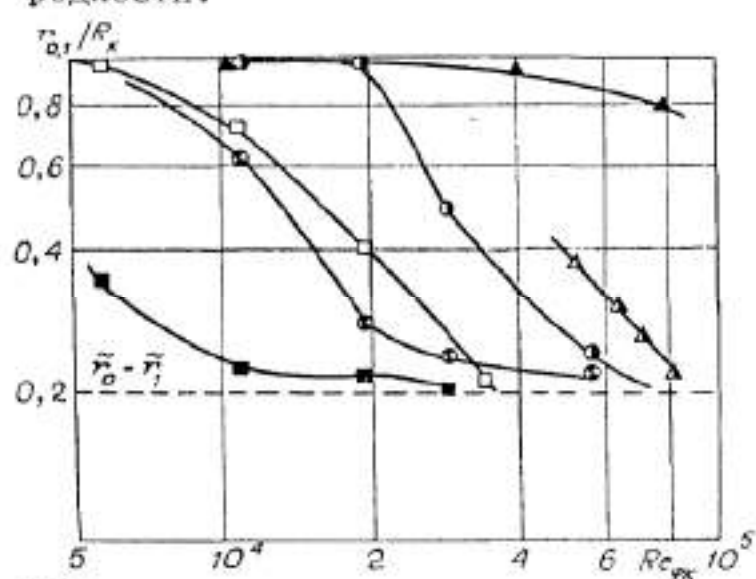


Рис. 4.27. Влияние тангенциального числа Рейнольдса на ширину струи, $x/D_\kappa=0,75$. Δ - вдув по оси плазмы, $\rho_0/\rho_\kappa \approx 0,06$, $G_0=1$ г/с. Обозначения остальных точек см. на рис. 4.24

4.3. Смешение неоднородных закрученных потоков

Не описывает в полной мере результаты эксперимента и параметр $\rho_K v_{\varphi 0}^2 / \rho_0 w_{x0}^2$, используемый в работе [180] для обобщения данных по ширине плазменных струй (рис. 4.29). Однако такая обработка заметно сближает экспериментальные точки по сравнению с рис. 4.27 и 4.28. Тем не менее, имеющийся разброс данных, особенно в области перехода режима течения струи с полным перемешиванием к стабилизированному, затрудняет применение этого параметра для адекватного описания эксперимента.

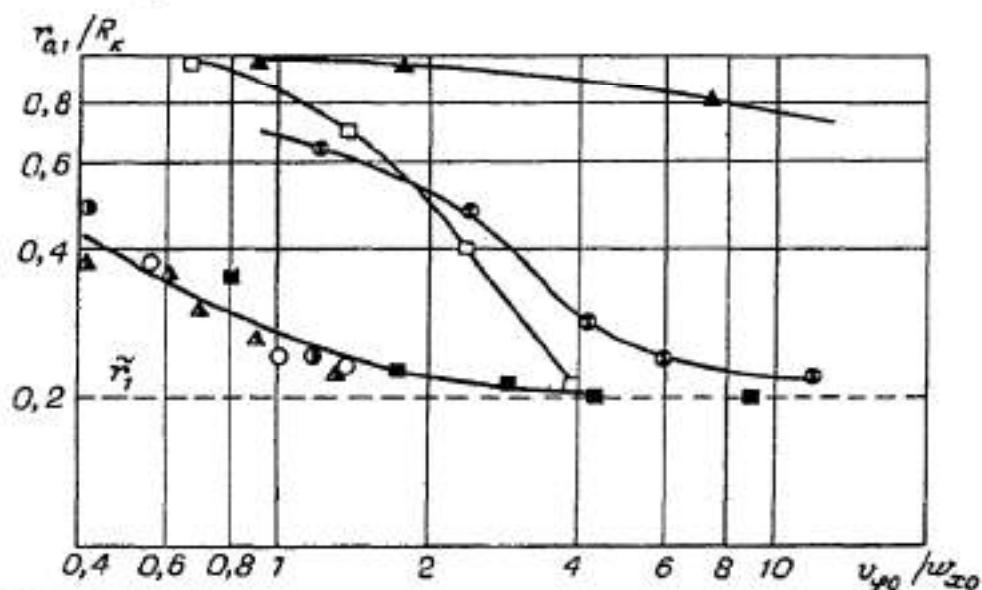


Рис. 4.28. Зависимость ширины струи от $v_{\varphi 0}/w_{x0}$. Обозначения соответствуют рис. 4.24 и 4.27

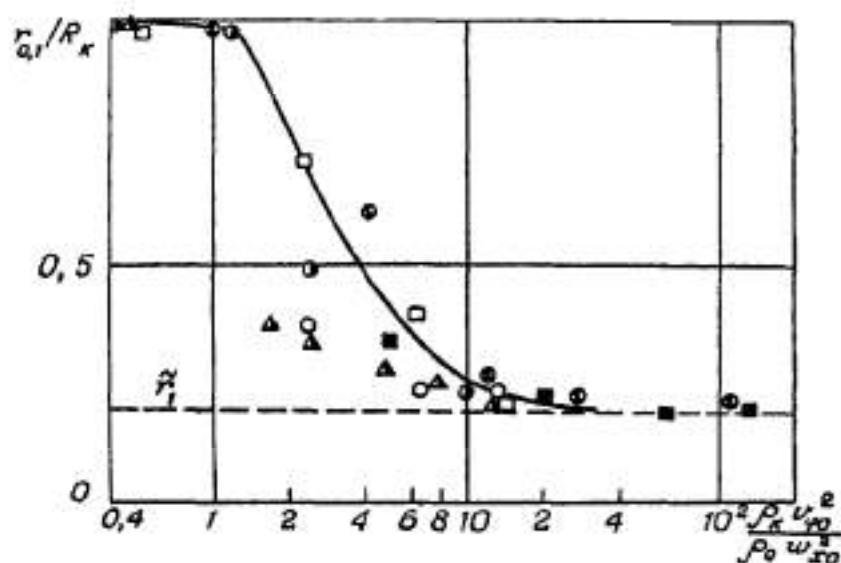


Рис. 4.29. Закон расширения струй различной плотности в вихревой камере. Обозначения соответствуют рис. 4.24 и 4.27.

4.4. Условия стабилизации плазменных струй газовым вихрем

Экспериментальное исследование стабилизации плазменных струй с помощью закрученного потока холодного газа проводилось совместно с Г.Р.Балдиновым. Вихревой реактор (рис.4.30) представлял собой полый прозрачный цилиндр ($D_K=80$ мм, $L_K=300$ мм), ограниченный плоскими торцевыми крышками. На верхней торцевой крышке по периферии камеры располагался завихритель, щели которого, расположенные под углом $\beta=30^\circ$ к плоскости торца, имели общую площадь $F_{щ}=216$ мм². Через него вводился стабилизирующий газ с расходом 7-14 г/с и температурой $T_K \approx 290$ К. По оси торцевой крышки через отверстие $d_0=8$ мм подавался плазмообразующий газ (воздух) с постоянным расходом $G_0=1$ г/с. Выброс газа из реактора осуществлялся через отверстие $d_1=20$ мм на противоположном торце либо часть его перепускалась через направляющий аппарат 8.

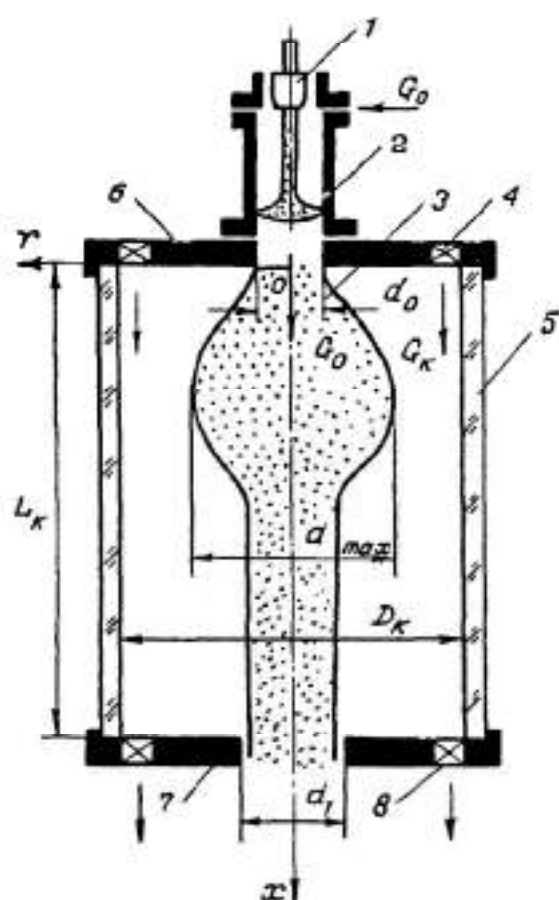


Рис. 4.30. Схема реактора с вихревой стабилизацией плазменного потока. 1 - катод; 2 - анод; 3 - плазменная струя; 4 - завихритель; 5 - боковая стенка; 6, 7 - верхняя и нижняя торцевые крышки; 8 - выходной направляющий аппарат

4.4. Вихревая стабилизация плазменных струй

Таким образом, можно было регулировать аэродинамическую картину в камере и наблюдать за процессом формирования плазменной струи.

Источником плазменной струи служил электродуговой генератор типа ЭДП-104А. Электрическая мощность на дуге составляла $W \approx 26$ кВт; тепловой КПД плазмотрона η , найденный экспериментально, равен 0,6. Среднемассовая температура струи плазмы на входе в камеру $T_{\max} = 5200$ К, так что отношение расчетных значений плотности в струе плазмы и на периферии $\rho_0/\rho_K = 0,045$.

Струя плазмы, истекающая в реактор, стабилизируется в приосевой зоне полем центробежных и архимедовых сил и изолируется от боковых стенок реактора потоком холодного стабилизирующего газа.

Визуальные наблюдения показали, что форма и поперечный размер струи существенно зависят от режима течения в камере (рис. 4.31). Из снимков можно видеть, насколько сложна картина взаимодействия высокотемпературной струи с вихревым потоком. При малых расходах периферийного потока плазменные струи имеют характерную "бочкообразную" форму. Образование "бочкообразных" конфигураций можно качественно объяснить на основе вышеизложенных результатов модельных экспериментов. Интенсивное расширение струи плазмы сразу на входе в камеру обусловлено взаимодействием струи с периферийным потоком. Этот участок характеризуется наличием больших градиентов продольной скорости. Затем следует зона неустойчивого течения, когда центробежное сжатие струи еще невелико. Далее вниз по течению происходит процесс локализации струи в приосевой области, и плазма принимает четко очерченные границы цилиндрического столба. С увеличением интенсивности вращения периферийного потока поперечный размер "бочек" уменьшается (рис. 4.31, б) и в итоге струя плазмы принимает цилиндрическую форму по всей высоте реактора (в).

При некоторых режимах плазменная струя приобретает винтовую форму и вдоль ее поверхности наблюдается перемещение волн (рис. 4.31, б). В работе [130] описаны подобные волны при течении в циклонном сепараторе, которые, вероятно, представляют собой длинные центробежные волны, как это имеет место, например, на границе раздела жидкость - газ в центробежных форсунках [120].

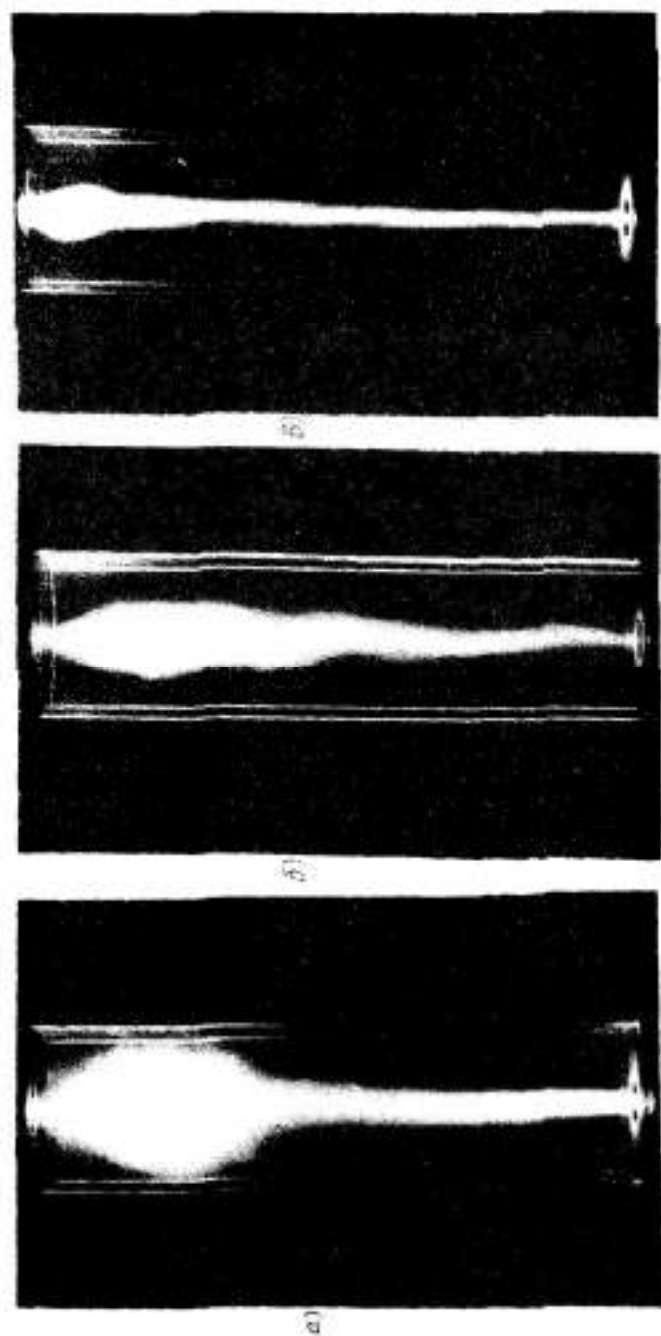


Рис. 4.31. Плазменные струи с газодинамической стабилизацией. а - $G_K = 9$ г/с, $Re_{\phi K} = 0,87 \cdot 10^5$; б - $G_K = 13$ г/с, $Re_{\phi K} = 1,28 \cdot 10^5$; в - $G_K = 14$ г/с, $Re_{\phi K} = 1,38 \cdot 10^5$

4.4. Вихревая стабилизация плазменных струй

~~В экспериментах измеряли световые диаметры плазменной~~ струи в различных сечениях. Струя фотографировалась фотоаппаратом Зенит-11 с объективом Гелиос-40. Условия фотографирования и обработки фотопленки МЗ-2 выдерживались строго постоянными. Негативное изображение плазменной струи обрабатывалось на микрофотометре ИФО-451, в результате чего строили профили плотности почернения по радиусу плазменной струи. Световой диаметр струи определялся из этих кривых как $d_{0,1} = 0,1 I_{\max}$, где $I_{\max}$ — координата области с наибольшим почернением в данном сечении.

Изменение световых диаметров плазменных струй по высоте вихревой камеры в зависимости от интенсивности вращения стабилизирующего потока показано на рис. 4.32. Здесь можно также проследить все особенности расширения струй, описанные выше. Экспериментальные зависимости, полученные для других значений площади направляющего аппарата, а также при сбросе части расхода через периферийный аппарат, имеют вид, качественно подобный приведенным на рис. 4.32.

Представляет интерес сопоставить результаты экспериментов с данными для квазиизотермических условий, а также со вдувом струй различной плотности (см. рис. 4.27–4.29). Из сопоставления опытных данных в зависимости от тангенциального числа Рейнольдса (см. рис. 4.27) видно, что плазменная струя несколько шире гелиевой с тем же значением расхода.

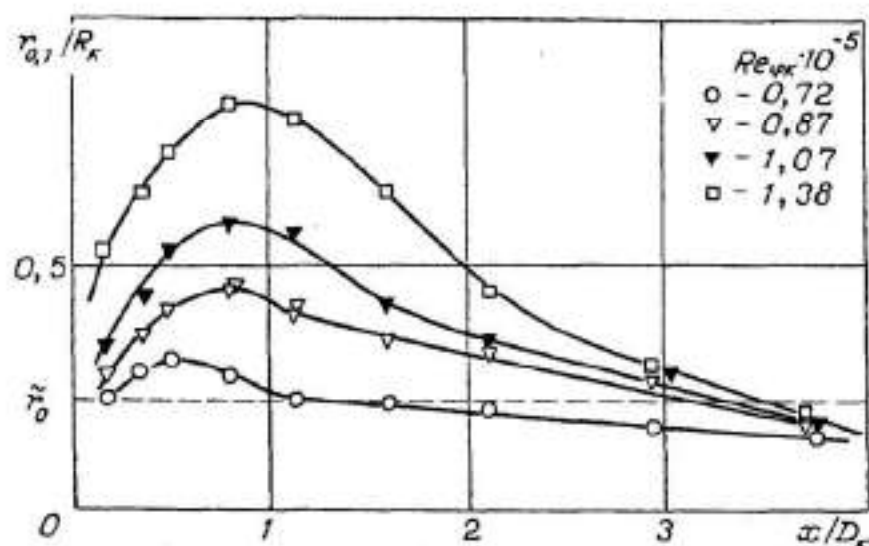


Рис. 4.32. Изменение световых диаметров плазменных струй по высоте реактора

Это объясняется меньшей плотностью плазмы по сравнению с гелием. Использование в качестве определяющего параметра отношения скоростей на границе струи $v_{\phi 0}/w_{x0}$ (см. рис. 4.28) в первом приближении приводит к обобщению законов расширения плазменных и гелиевых струй. Подобная ситуация наблюдается, если обобщать результаты экспериментов, используя параметр $\rho_k v_{\phi 0}^2 / \rho_0 w_{x0}^2$ (см. рис. 4.29). Из анализа рисунка можно сделать важный вывод: режим устойчивой стабилизации струй различной плотности и расходов достигается при значении параметра, характеризующего интегральные соотношения смешивающихся струй, $\rho_k v_{\phi 0}^2 / \rho_0 w_{x0}^2 \geq 20$. Это позволяет рассчитывать геометрические и расходные характеристики вихревых реакторов со вдувом газов различной плотности, в том числе и низкотемпературных плазменных струй.

4.5. Динамика и тепломассообмен частиц в вихревом реакторе с приосевым плазменным потоком

Плазменные реакторы широко используются в технологических процессах переработки мелкодисперсных порошков. Основная сложность создания плазмохимических реакторов с оптимальными характеристиками заключается в расчете аэродинамики и тепломассообмена частиц при их нагреве в плазменном потоке и последующем охлаждении. Проведены исследования движения частиц в плазменных струях, однако в плазменных реакторах с вихревой стабилизацией дуги процессы переноса протекают значительно сложнее, что прежде всего связано с трехмерностью течения в реакторе, а также с сильным влиянием центробежных сил на движение частиц. В имеющихся работах по динамике частиц в вихревом потоке [55, 61] задача решалась для изотермических условий без учета влияния переменности теплофизических свойств и изменения во времени диаметра частиц за счет их испарения.

Рассмотрим процесс движения и нагрева мелкодисперсных частиц при подаче их в плазменный реактор через кольцевую щель диаметром d^* , меньшим, чем диаметр плазменного столба d_0 . Будем рассматривать течение со стабилизированным столбом, когда его диаметр не меняется по высоте камеры, а температура плазмы $T_{пл}$ постоянна во всем объеме столба. В об-

4.5. Тепломассообмен частиц в плазменном реакторе

ласти вне плазменного столба температура также принимается постоянной и равной температуре газа на входе в камеру T_k . Вращение плазменного шнура происходит с постоянной угловой скоростью, а в периферийной зоне постоянна циркуляция потока. Полагалось также, что в этой зоне осевое течение отсутствует, а в плазменной области продольная скорость постоянна по радиусу. Радиальная скорость газа при расчете движения частицы полагалась равной нулю. Отметим, что все указанные предположения достаточно хорошо подтверждаются изложенными выше экспериментами.

Рассмотрим движение частиц в области плазменного вихря. Из сил, действующих на частицу, в рассматриваемых условиях наибольшее значение имеют силы аэродинамического сопротивления и центробежная. При отсутствии взаимодействия между частицами их движение будет описываться системой уравнений (3.3)–(3.5).

Аналитическое решение задачи о движении сферической частицы при стоксовском режиме обтекания в потоке газа, вращающемся с постоянной угловой скоростью, приведено в работе [55]. Результатом решения можно воспользоваться и для течения в плазменной зоне, учитывая при этом влияние на закон сопротивления неизотермичности, разреженности и сжимаемости среды. Вязкость газа в плазме существенно выше, чем в холодном потоке, что позволяет значительно расширить применение закона сопротивления Стокса для частиц.

Для случая $u_r=0$ решение уравнений движения частицы, полученное в [55] и преобразованное в цилиндрической системе координат, может быть представлено в следующем виде:

$$r=r_0 \exp(-\tau/2) \left\{ \left[\operatorname{ch}(m\tau/2) \cos(n\tau/2) + \frac{m+2n\varphi'(0)}{m^2+n^2} \operatorname{sh}(m\tau/2) \times \right. \right. \\ \times \cos(n\tau/2) + \frac{n-2m\varphi'(0)}{m^2+n^2} \operatorname{ch}(m\tau/2) \sin(n\tau/2) \left. \right]^2 + \\ + \left[\operatorname{sh}(m\tau/2) \sin(n\tau/2) + \frac{m+2n\varphi'(0)}{m^2+n^2} \operatorname{ch}(m\tau/2) \sin(n\tau/2) - \right. \\ \left. - \frac{n-2m\varphi'(0)}{m^2+n^2} \operatorname{sh}(m\tau/2) \cos(n\tau/2) \right]^2 \left. \right\}^{1/2}; \quad (4.19)$$

$$\varphi' = \sqrt{r'/r + r''/r}. \quad (4.20)$$

Для рассматриваемой задачи используем следующие начальные условия: $\tau=0$, $\varphi'(\tau)=\varphi'(0)=0$, $r(0)=r^*$, $r'(0)=0$. Здесь штрих означает дифференцирование по τ ; $\tau=\alpha t$ — безразмерное время; t — время с момента попадания частицы в плазменный поток; $\alpha=18\mu_3/d_g^2\rho_g$ — коэффициент Стокса; μ_3 — эффективная вязкость газа; φ' — угловая скорость частицы;

$$m=\frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{1+(4/N)^2+1}; \quad n=\frac{1}{\sqrt{2}}\sqrt{1+(4/N)^2-1}; \quad (4.21)$$

$N=\alpha/\omega_0$; ω_0 — угловая скорость вращения плазменного вихря.

Остановимся подробнее на определении коэффициента сопротивления сферических частиц с учетом переменности физических свойств газа, отклонения от закона сопротивления Стокса при $Re > 1$, разреженности и сжимаемости газа. Согласно работам [61, 85] выражение для коэффициента сопротивления имеет вид

$$c_f = \frac{24}{Re} K_1 K_2 K_3, \quad (4.22)$$

где K_1 , K_2 , K_3 — поправочные коэффициенты. Решение (4.19) получено для закона сопротивления Стокса. Зависимость (4.22) приводится к закону Стокса, если число Рейнольдса в нем определять по эффективной вязкости $\mu_3=\mu_{03}K_1K_2K_3$, где μ_{03} — эффективная молекулярная вязкость газа при неизотермическом обтекании частицы.

Поправка на влияние инерционных сил, используемая в [61, 85] и других работах, имеет вид

$$K_1=1+0,15Re^{0,687}, \quad (4.23)$$

Влияние сжимаемости согласно [85] принято учитывать формулой

$$K_2=1+\exp[-0,427M^{-4,63}-3Re^{-0,88}]. \quad (4.24)$$

При значении числа Маха меньше 0,6 сжимаемость на сопротивление частиц не сказывается и $K_2 \approx 1$.

Влияние разреженности среды в работе [61] предлагается учитывать по следующей формуле

$$K_3=(1+3,3Kn)^{-1}, \quad (4.25)$$

которая является аппроксимацией результатов работы [85]; здесь $Kn=l/d_g$ — число Кнудсена; l — длина свободного пробега молекул.

4.5. Тепломассообмен частиц в плазменном реакторе

При неизотермическом обтекании, когда температура газа существенно отличается от температуры частицы, все физические параметры в пограничном слое согласно Эккерту [171] следует определять по эффективной температуре

$$T_{\text{эф}} = (T_s + T_{\text{пл}})/2, \quad (4.26)$$

где T_s , $T_{\text{пл}}$ — температура частицы и плазмы.

Полагая в первом приближении, что вязкость плазмы $\mu_{\text{пл}}$ зависит линейно от температуры, найдем ее эффективное значение вблизи частицы

$$\mu_{\text{оэ}} = \mu_{\text{пл}} (1 + T_s/T_{\text{пл}})/2. \quad (4.27)$$

В области плазменного столба, где $T_s \ll T_{\text{пл}}$ выражение (4.27) упрощается — $\mu_{\text{оэ}} = 0,5 \mu_{\text{пл}}$, и число Рейнольдса в коэффициенте сопротивления (4.22) рассчитывалось по этому значению вязкости и эффективной плотности.

Таким образом, используя приведенные выше соотношения, можно рассчитать динамику частиц в области плазменного столба, вращающегося с постоянной угловой скоростью. Так, при условии, что осевая скорость плазменного потока постоянна по радиусу, а частицы вводятся в него со скоростью газа и в дальнейшем полностью следят за потоком в осевом направлении, можно определить время нахождения частицы в плазме, координату выхода ее из столба и другие параметры. При этом следует иметь в виду, что окружные скорости газа и частиц не совпадают, и скольжение фаз, как показывают расчеты, может достигать больших значений.

Для потенциальной зоны течения в рассматриваемых условиях получить точное аналитическое решение уравнений движения частиц не удастся. Поэтому система уравнений (3.4), (3.5) с начальными и граничными условиями решалась численно. В расчетах полагалось, что радиальная и осевая составляющие скорости газа равны нулю. Вязкость газа в этой области определялась по эффективной температуре (4.26). Поскольку здесь температура частиц T_s после выхода их из плазменного столба значительно выше температуры потока T_0 , то значение эффективной вязкости является функцией температуры частицы. Поэтому задача о движении частиц в потенциальной зоне решалась совместно с уравнением энергии.

Гл. 4. ТЕПЛОМАССООБМЕН В ВыхРЕВЫХ КАМЕРАХ

Баланс энергии в процессе прогрева частицы при отсутствии фазовых превращений можно записать в следующем виде

$$dQ_{\text{конв}} = dQ_{\text{внутр}}, \quad (4.28)$$

Здесь $dQ_{\text{конв}} = \pi d_s^2 q_{\text{ст}} dt = \pi \Delta T \lambda_3 \text{Nu}_{13} d_s dt$ — поток тепла к частице за счет конвекции; $dQ_{\text{внутр}} = \rho_s \pi d_s^3 c_{ps} dT_s / 6$ — тепло, поглощенное частицей; $\text{Nu}_{13} = \alpha_1 d_s / \lambda_3$ — число Нуссельта с учетом влияния разреженности, переменности физических свойств среды и зависимости от числа Рейнольдса; $\Delta T = T_{\text{пл}} - T_s$; λ_3 — эффективная теплопроводность плазмы. Следует отметить, что задача решалась в предположении, что температура частицы постоянна по ее диаметру. Это справедливо при числах Био $\text{Bi} < 0,1$, что имеет место при нагреве металлических мелко-дисперсных порошков.

В уравнении (4.28) опущен член с лучистым теплообменом, поскольку проведенные оценки показали, что для абсолютно черных частиц размером 1–50 мкм в плазменном столбе ($T_{\text{пл}} = 3500\text{--}5000\text{ K}$) и в периферийной области его доля составляла 2–14 % от конвективного потока тепла. Зависимость числа Нуссельта Nu_{03} от числа Рейнольдса, построенного по эффективной вязкости и диаметру частицы, имеет вид [100]

$$\text{Nu}_{03} = 2 + 0,35 \text{Re}^{0,58} \text{Pr}^{0,35} + 0,03 \text{Re}^{0,51} \text{Pr}^{0,33}, \quad (4.29)$$

Влияние разреженности среды на теплообмен частиц с газом будем учитывать по формуле, полученной в работе [210]:

$$\text{Nu}_{13} = \frac{\text{Nu}_{03}}{1 + \xi \text{Nu}_{03} \text{Kn} / \text{Pr}}, \quad (4.30)$$

Для воздуха $\xi = 3,42$.

Число Нуссельта Nu_{03} необходимо рассчитывать по эффективной теплопроводности, выражение для которой при линейном изменении от температуры будет иметь вид, подобный (4.27).

Решение уравнения (4.28) совместно с (4.30) имеет вид

$$T_s = T_{\text{пл}} (1 - b e^{-2at}) / (1 + b e^{-2at}), \quad (4.31)$$

где

$$a = 3 \text{Nu}_{13} \frac{\lambda_{\text{пл}}}{\rho_s c_{ps} d_s^2}, \quad b = \frac{T_{\text{пл}} - T_{\text{к}}}{T_{\text{пл}} + T_{\text{к}}}.$$

4.5. Тепломассообмен частиц в плазменном реакторе

Формула (4.31) описывает изменение температуры частицы в процессе прогрева ее в плазменном столбе до момента закипания.

Уравнение энергии при кипении частицы можно записать

$$dQ_{\text{конв}} = -dQ_{\text{исп}}. \quad (4.32)$$

Количество теплоты, поглощаемое частицей и идущее на ее испарение, запишется в виде

$$dQ_{\text{исп}} = -\frac{\pi}{2} Q_s \rho_s d_s^2 d(d_s), \quad (4.33)$$

где Q_s — теплота фазового перехода. С учетом (4.30) и (4.33) уравнение (4.32) преобразуется к виду:

$$\frac{\lambda_{\text{пл}} (T_{\text{пл}}^2 - T_s^{*2}) \text{Nu}_{\text{оз}}}{T_{\text{пл}} (1 + \xi \text{Nu}_{\text{оз}} \text{Kn}/\text{Pr})} dt = -\rho_s Q_s d_s d(d_s), \quad (4.34)$$

где T_s^* — температура кипения материала частицы. Интегрируя уравнение (4.34) от времени начала кипения t_0 , когда диаметр частицы равен d_{s0} , получим изменение диаметра частицы в процессе ее испарения

$$d_s = \sqrt{d_{s0}^2 - c_1 (t - t_0)}, \quad (4.35)$$

где $c_1 = 2\lambda_{\text{пл}} (T_{\text{пл}}^2 - T_s^{*2}) \text{Nu}_{\text{оз}} / [(T_{\text{пл}} \rho_s Q_s (1 + \xi \text{Nu}_{\text{оз}} \text{Kn}/\text{Pr}))]$.

Проведены расчеты динамики и тепломассообмена частиц двуокиси кремния диаметром $d_s = 1-50$ мкм в азотной плазме с температурой 3500 К и 5000 К. При этом полагалось, что кипение частиц SiO_2 происходило одновременно с диссоциацией $2\text{SiO}_2 \rightarrow 2\text{SiO} + \text{O}_2$, и в теплоту фазового перехода включалась теплота диссоциации.

Расчет проводился для вихревой камеры, имеющей следующие размеры: длина $L_K = 0,3$ м, диаметр $D_K = 0,12$, диаметр выходного отверстия $d_1 = 0,05$ м. Диаметр, на котором частицы попадали в плазменный столб, $d^* = 0,01$ м, причем в расчетах полагалось, что в осевом направлении частицы в плазму подаются со средней скоростью приосевого потока.

Расходы плазмообразующего газа $G_0 = 3$ г/с, периферийного потока $G_K = 8$ г/с, а его температура $T_K = 300$ К. Окружная скорость на периферии камеры $v_{\text{фк}} = 50$ м/с, соответственно плаз-

менный столб вращался с постоянной угловой скоростью $\omega_0 = 4800$ 1/с. При таких условиях, как показали эксперименты, наблюдается устойчивая стабилизация плазменного вихря в центре камеры.

Изменение температуры частиц SiO_2 различных диаметров на выходе из плазменного столба в периферийный поток при температуре плазмы $T_{\text{пл}} = 3500$ К показано на рис. 4.33. Частицы диаметром менее 50 мкм, как это следует из графика, в процессе их движения в плазменном столбе расплавлены, а частицы с диаметром менее 25 мкм кипят. Расчеты показали, что при температуре плазмы $T_{\text{пл}} = 5000$ К все частицы с диаметром менее 50 мкм кипят, а частицы менее 3 мкм полностью испарились.

Большой интерес при расчете представляет определение времени удержания частиц в плазменном столбе (рис. 4.34, кривая 3). Следует отметить, что быстрее всего из плазменного столба выносятся частицы диаметром $d_g \approx 10$ мкм; более крупные частицы из-за инерционности и длительного вовлечения их во вращение и мелкие ($d_g < 10$ мкм) за счет преобладающего влияния сил сопротивления над центробежными выносятся из столба заметно позже. Линиями 1 и 2 на рисунке 4.37 нанесены характерные времена соответственно плавления и испарения частиц при данной температуре плазмы.

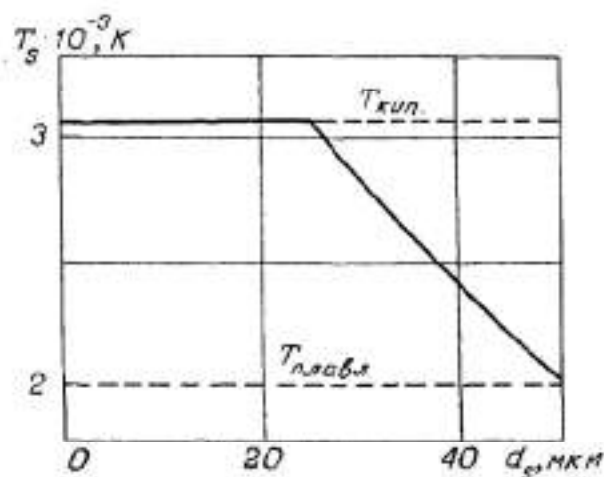


Рис. 4.33. Температура частиц SiO_2 на границе плазменного столба

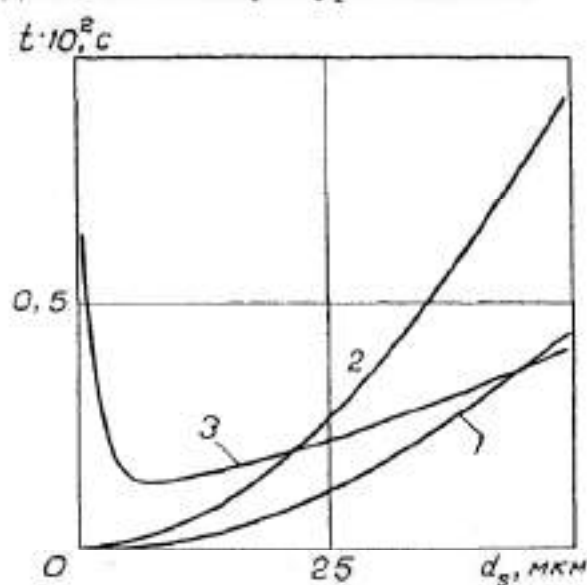


Рис. 4.34. Сопоставление характерных времен плавления (1), испарения (2) частиц и пребывания их (3) в плазменном столбе с температурой 3500 К

4.5. Тепломассообмен частиц в плазменном реакторе

Имея эти зависимости, легко проанализировать состояние частиц на границе плазменного столба, а также координату выноса частиц по высоте вихревой камеры, что позволяет подобрать необходимую длину аппарата.

Расчетные данные по распределению температуры частиц по радиусу вихревой камеры свидетельствуют о сложном его характере (рис. 4.35). Линиями 1 и 2 нанесено изменение температуры частицы диаметром $d_g=50$ мкм при температурах плазмы $T_{пл}=5000$ и 3500 К соответственно. Как видно, при высокой температуре плазменного столба ($T_{пл}=5000$ К) частицы не успевают достаточно быстро остыть в периферийной области и в расплавленном состоянии достигают боковой стенки камеры.

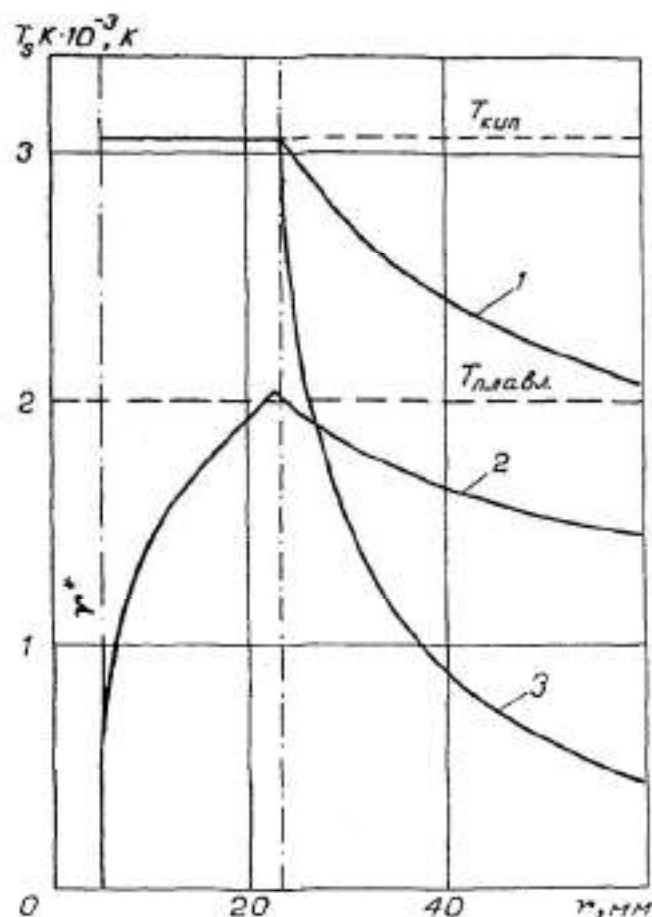


Рис. 4.35. Изменение температуры частиц SiO_2 по радиусу вихревой камеры

Для частиц диаметром $d_g=10$ мкм (кривая 3, $T_{пл}=3500$ К) темп охлаждения более значительный и в процессе движения в периферийной зоне их температура от точки кипения снижается до температуры окружающего потока.

Г л а в а 5.

ОБРАЗОВАНИЕ В ВИХРЕВЫХ КАМЕРАХ УСТОЙЧИВЫХ ОБЛАСТЕЙ С ПОВЫШЕННОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ

Закрутка двухфазных потоков широко используется в различных технологических процессах. Одной из главных трудностей, возникающих при создании вихревых теплообменных аппаратов, является обеспечение условий для удержания частиц в камере в течение времени, необходимого для осуществления конкретного процесса. Особенно остро эта проблема стоит для частиц микронного размера, наиболее активных в обменных процессах, которые достаточно хорошо отслеживают поток и поэтому выносятся из камеры мощными торцевыми течениями. Интерес к этой проблеме возрос в связи с изучением возможности получения новых материалов методами порошковой металлургии, а также создания вихревых ядерных реакторов с дисперсной активной зоной [70, 183, 247]. Трудности, возникающие при удержании в объеме вихревого аппарата микронных частиц в течение достаточно длительного времени, настолько велики, что в настоящее время вихревые устройства для работы с мелкодисперсным аэрозолем практически не разрабатываются.

Однако авторами работ [10, 159, 160] обнаружено интересное явление, которое может быть использовано для решения проблемы удержания аэрозоля в вихре. Оказывается, если сформировать течение в вихре определенным образом, то частицы мелкодисперсного аэрозоля не выносятся из камеры, а образуют вблизи его оси устойчивые во времени "столбообразные"

структуры. Как правило, такие аэрозольные образования представляют собой полые цилиндрические или конические поверхности, расположенные по всей высоте камеры, причем оси этих цилиндров совпадают с геометрической осью камеры.

Наличие областей повышенной концентрации частиц во вращающейся жидкости отмечалось также Тэйлором [244]. В гидроциклонах введенные частички краски образуют устойчивые цилиндрические столбообразные структуры [187]. Подобные образования наблюдаются и в свободноконвективных концентрированных торнадоподобных вихрях [23, 119]. В интенсивных атмосферных вихрях распределение концентрации пыли по радиусу также неравномерно: "глаз" смерча представляет собой свободную от частиц область. Все сказанное свидетельствует о том, что образование концентрированных областей обнаруживается не только в вихревых камерах, а присуще вообще вращающимся течениям.

Закономерности возникновения этого явления в настоящее время слабо исследованы, что связано со значительными сложностями при изучении аэродинамики мелкодисперсных аэрозолей в вихре как в теоретическом, так и в экспериментальном плане. В работах [10, 159, 160], где наиболее подробно изучалось нарушение разделения частиц в вихре, полагалось, что в балансе сил, действующих на частицу, превалирует центробежная сила, которую не в состоянии скомпенсировать сила гидродинамического сопротивления, возникающая вследствие радиального стока газа. В связи с этим было предложено несколько описаний силового воздействия на частицу в вихре. В работах [159, 160] удержание частиц объясняется их локальным взаимодействием с потоком, при этом предполагается, что в качестве уравнивающей выступает сила, обусловленная наличием радиального градиента давления в вихре. Авторы работы [233] полагают, что основную роль в формировании аэрозольных структур играют вторичные течения. В [10] было высказано предположение, что причиной удержания аэрозоля является влияние подъемной силы, которая действует на частицы вблизи границы ядра вихря, где расположены максимумы градиентов осевой и тангенциальной компонент скорости. Следует отметить, что выводы, сделанные в этих работах, не подкреплены экспериментальными данными об аэродинамической структуре течения, что является основным препятствием для создания достоверной теоретической модели.

Нами совместно с Л.В.Сериковым проведены комплексные экспериментальные исследования [38], включающие изучение аэродинамики образования областей с аномально высокой концентрацией аэрозоля, оценку различных сил, действующих на частицу аэрозоля, и устойчивости движения частиц на равновесных орбитах.

5.1. Исследование зон с повышенной концентрацией аэрозоля

Схема рабочего участка была приведена в § 3.4 (см. рис. 3.26), где изложены результаты исследования аэродинамики вихревой камеры с перераспределением расхода. Режимные и геометрические параметры при изучении аэродинамики были такими же, как и при исследовании аэрозольных столбов. В экспериментальной установке можно было изменять отношения длины вихревой камеры к ее диаметру $L_K/D_K=0,5-5$, диаметров выходного отверстия и камеры $d_1/D_K=0-0,8$, осуществлять закрутку с верхнего и нижнего торцов и выводить газ из камеры через центр или периферию с любым соотношением этих расходов. Стенки и торцы камер были прозрачными, что позволяло проводить визуальные наблюдения и фотографирование течения. Камера просвечивалась "лазерным ножом" в продольном и поперечных сечениях.

В опытах использовался генератор табачного дыма, обеспечивающий получение частиц со средним размером $\bar{d}_g \approx 0,2$ мкм. Расход воздуха через него был постоянным $G_g=2 \cdot 10^{-2}$ г/с. Аэрозоль из генератора дыма подводился либо вместе с основным потоком воздуха через периферийный завихритель, либо через отверстие в центре нижнего торца. В опытах измеряли: расход воздуха через камеру G_K , время удержания частиц на стационарных орбитах, диаметр орбит, осевую и окружную компоненты скорости частиц аэрозоля. Время удержания определяли после прекращения подачи аэрозоля до полного видимого исчезновения его в объеме камеры. Диаметры стационарных орбит измеряли по полученным фотографиям, а концентрацию частиц — с помощью анализатора АФАЧ.

Исследование влияния геометрических и расходных характеристик вихревой камеры на формирование областей с повышенной концентрацией аэрозоля (рис. 5.1) показало, что образование "столбов" не является каким-то особенным феноме-

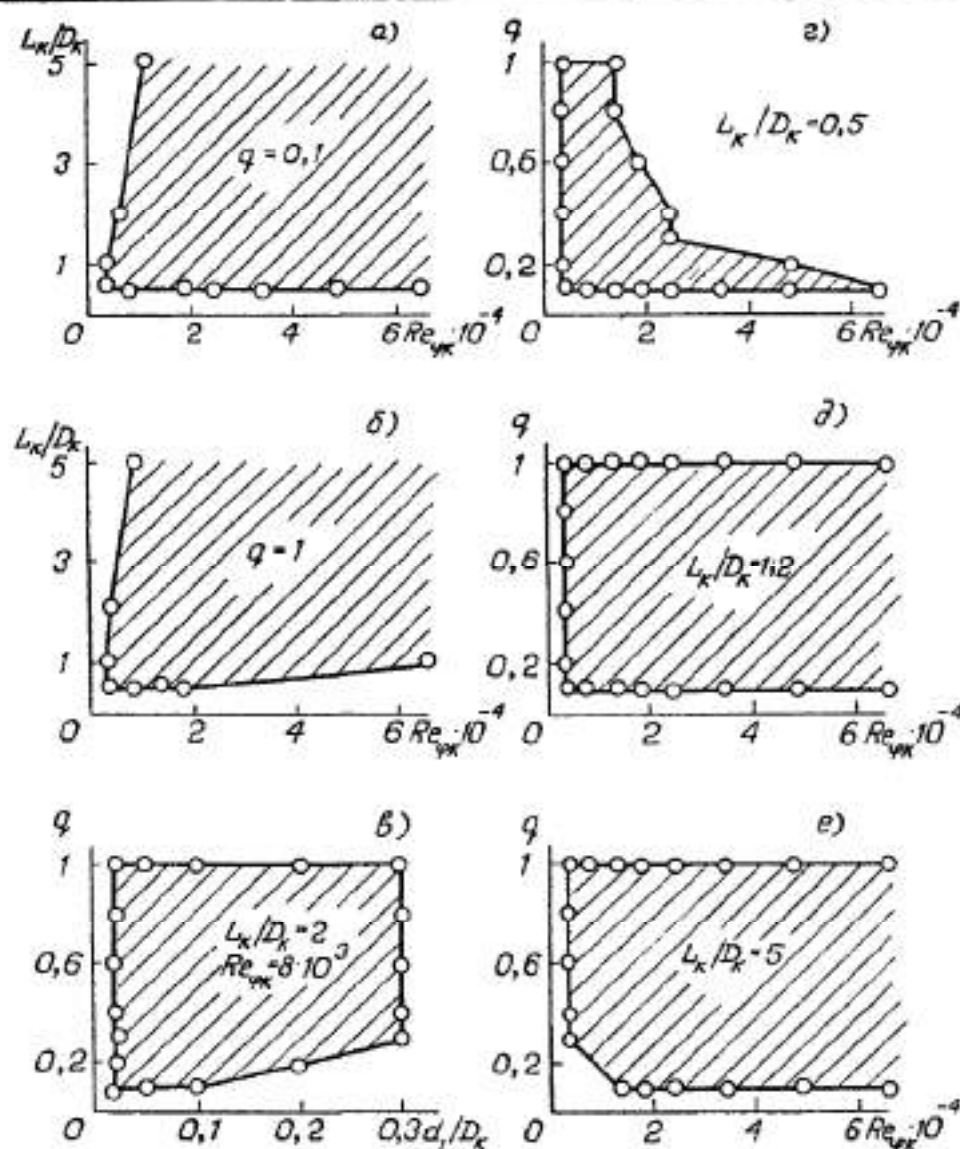


Рис. 5.1. Области существования аэрозольных столбов.
 $d_1/D_K = 0,1$

ном, а, напротив, присуще движению аэрозоля в камере в широком диапазоне изменения параметров. Так, эти области существуют для всех исследованных длин камер и практически во всем диапазоне чисел Рейнольдса и параметра перераспределения $q = G_0/G_K$ (рис. 5.1, а, б). Формы аэрозольных столбов для разных длин камеры различны (рис. 5.2): при $\tilde{L}_K = L_K/D_K = 0,5$; 1 дымовые образования имеют форму одной или нескольких конических поверхностей разнообразных видов, практически не перемещающихся в объеме аппарата; для $\tilde{L}_K > 2$

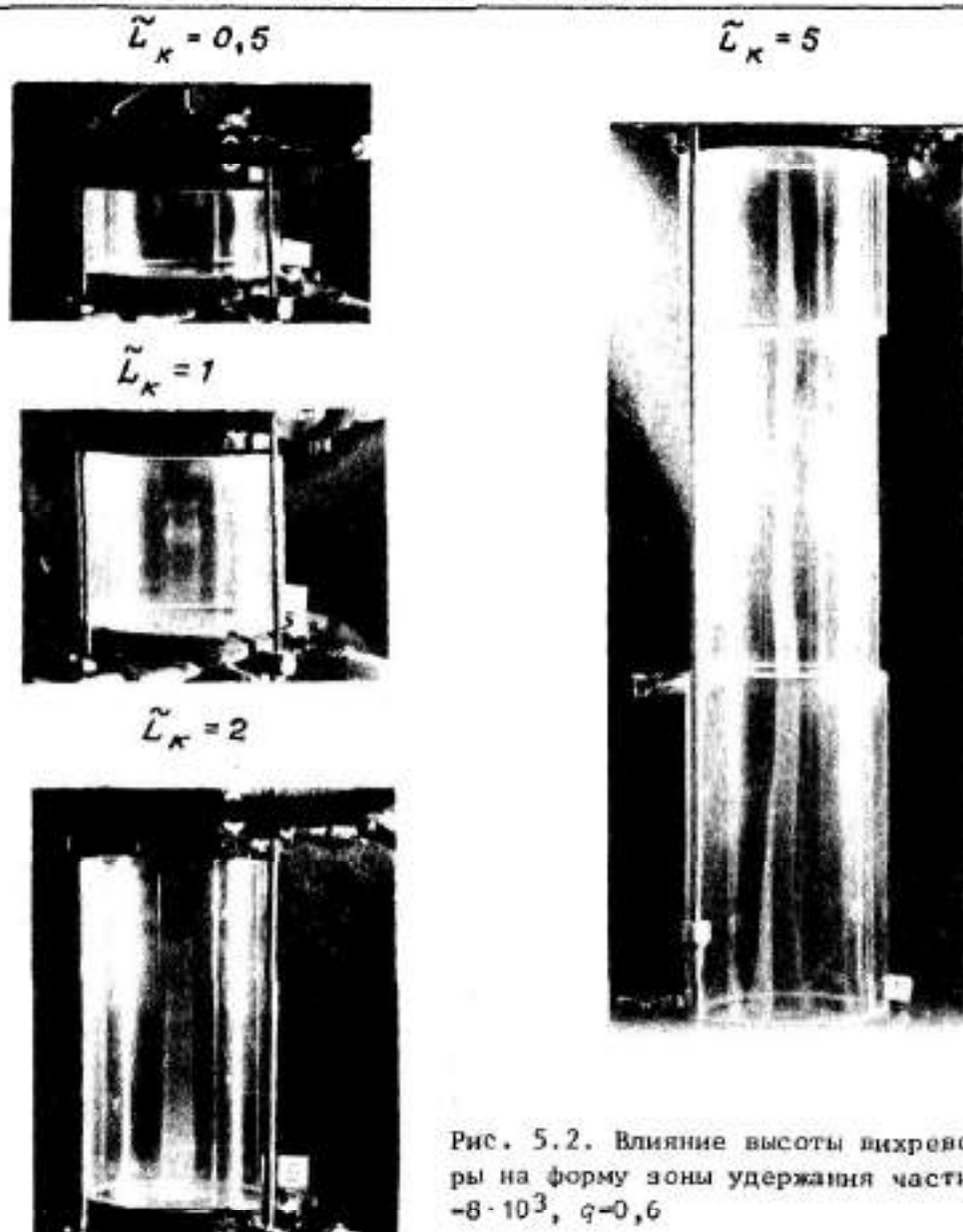


Рис. 5.2. Влияние высоты вихревой камеры на форму зоны удержания частиц. $Re_{\varphi k} = 8 \cdot 10^3$, $q = 0,6$

форма поверхности удержания представляет собой одиночный цилиндр или конус, нижний конец которого прецессирует вокруг оси камеры, причем амплитуда прецессии возрастает с увеличением длины камеры. Аналогичный результат был получен при исследовании вихревой камеры с противоточной схемой течения газа [130].

Образование аэрозольных структур в значительной степени зависит от диаметра выходного отверстия. Как видно из рис. 5.1, в, удержание имеет место лишь до значения $d_1/D_k \leq 0,3$. Этим объясняется тот факт, что в многочисленных исследованиях двухфазных течений в циклонах, в которых отношение

5.1. Исследование зон повышенной концентрации аэрозоля

d_1/D_K обычно больше 0,4, описываемое явление замечено не было.

Влияние расходных характеристик на удержание частиц видно из рис. 5.1, *г-е*: для $L_K/D_K \geq 1$ дымовые образования существуют во всей исследованной области значений G_K и q ; для короткой камеры ($L_K/D_K \approx 0,5$) удержание отсутствует при больших расходах через камеру.

Важной характеристикой устойчивости удержания частиц является время их нахождения в объеме камеры. На рис. 5.3 для каждого фиксированного значения q нанесено максимальное время удержания во всем исследованном диапазоне изменения числа $Re_{\phi K}$. Как отмечалось в работе [10], существует максимум времени удержания частиц в вихревой камере при значении параметра $q=0,3-0,4$. Наибольшее абсолютное время удержания соответствует $L_K/D_K=2$ и достигает 40 мин. Это свидетельствует о значительной устойчивости процесса удержания аэрозоля.

Зависимость времени удержания частиц от числа Рейнольдса показана на рис. 5.4, где для фиксированных значений $Re_{\phi K}$ нанесено максимальное время удержания во всем исследованном диапазоне изменения параметра q ; как правило, это было при $q=0,3-0,4$. Здесь безразмерное время τ^* представляет собой отношение абсолютного времени удержания ко времени обмена газа в камере только за счет доли расхода газа, сбрасываемого по центру аппарата и протекающего через зону удержания частиц:

$$\tau^* = \tau \frac{4G_K q}{\pi D_K^2 L_K \rho} \quad (5.1)$$

Как видно из рисунка, существует ярко выраженный максимум и в зависимости времени удержания от расхода газа через аппарат, который для данной конструкции камеры лежит в узком диапазоне чисел Рейнольдса $Re_{\phi K} = (1-2) \cdot 10^4$, причем относительное время удержания максимально для самой короткой камеры.

Опыты по изучению влияния диаметра выходного отверстия на устойчивость удержания были выполнены при $L_K/D_K=2$ и числе $Re_{\phi K}=8 \cdot 10^3$, соответствующем максимальному времени удержания для этой длины камеры (рис. 5.5). Видно, что с увеличением d_1/D_K время удержания монотонно возрастает до некоторого максимума, после чего резко падает.

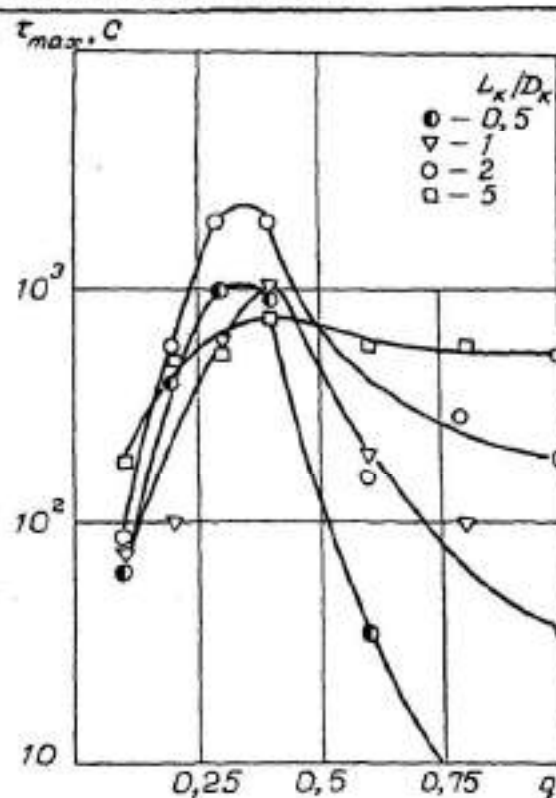


Рис. 5.3. Зависимость времени удержания частиц на стационарных орбитах от параметра перераспределения. $d_1/D_k = 0,1$

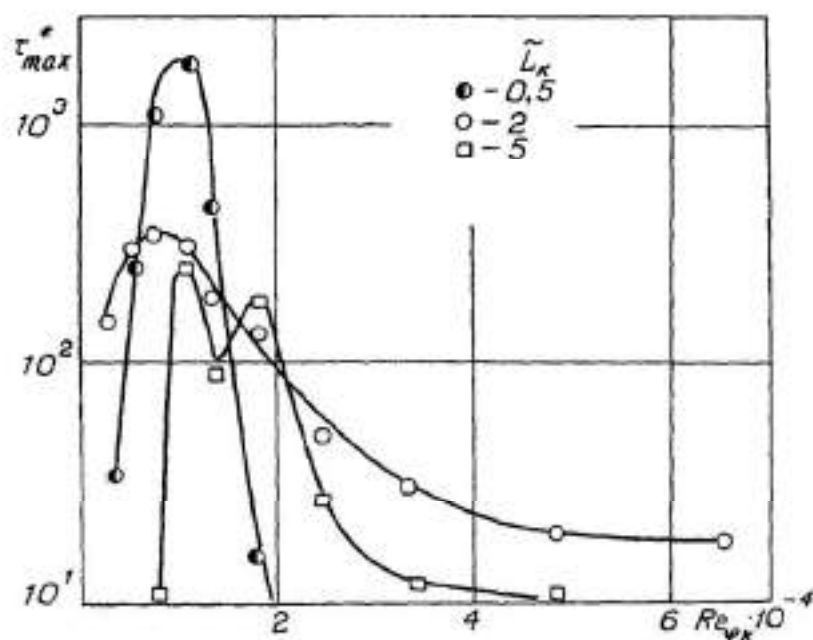


Рис. 5.4. Зависимость времени удержания от числа Рейнольдса. $d_1/D_k = 0,1$

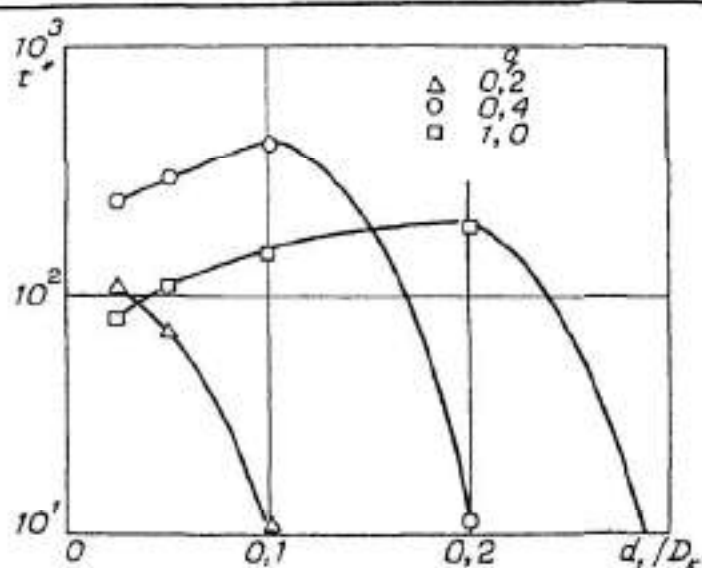


Рис. 5.5. Влияние размера выходного отверстия на время удержания аэрозольных частиц

Как уже отмечалось выше, области повышенной концентрации частиц имеют довольно сложную форму, вследствие чего трудно выбрать параметр для их геометрического описания. Чаще всего зона удержания частиц имеет коническую форму, иногда два или даже три конуса, различным образом расположенные один в другом. Поэтому в качестве геометрической характеристики был выбран диаметр дымового конуса на половине высоты камеры. В случае нескольких конусов принимался диаметр такого, который имел наибольшее время удержания. Как правило, наиболее устойчивым был конус с наименьшим диаметром.

Зависимости диаметра зоны удержания частиц $d_{сг}$ от геометрических и расходных параметров приведены на рис. 5.6. Увеличение доли расхода газа, протекающего к оси, приводит к уменьшению диаметров столбов. Диаметр зоны удержания уменьшается с увеличением длины камеры до $L_k/D_k \approx 2$. Увеличение числа Рейнольдса $Re_{фк}$ до $2 \cdot 10^4$ ведет к уменьшению диаметра дымового столба (рис. 5.6, б), после чего диаметр стационарных орбит практически не изменяется. Размер выходного отверстия начинает влиять на диаметр зоны удержания частиц (рис. 5.6, в) при значениях $d_1/D_k > 0,1$. Следует отметить, что диаметр зоны удержания может быть как больше, так и меньше диаметра выходного отверстия, однако в последнем случае удержание неустойчиво.

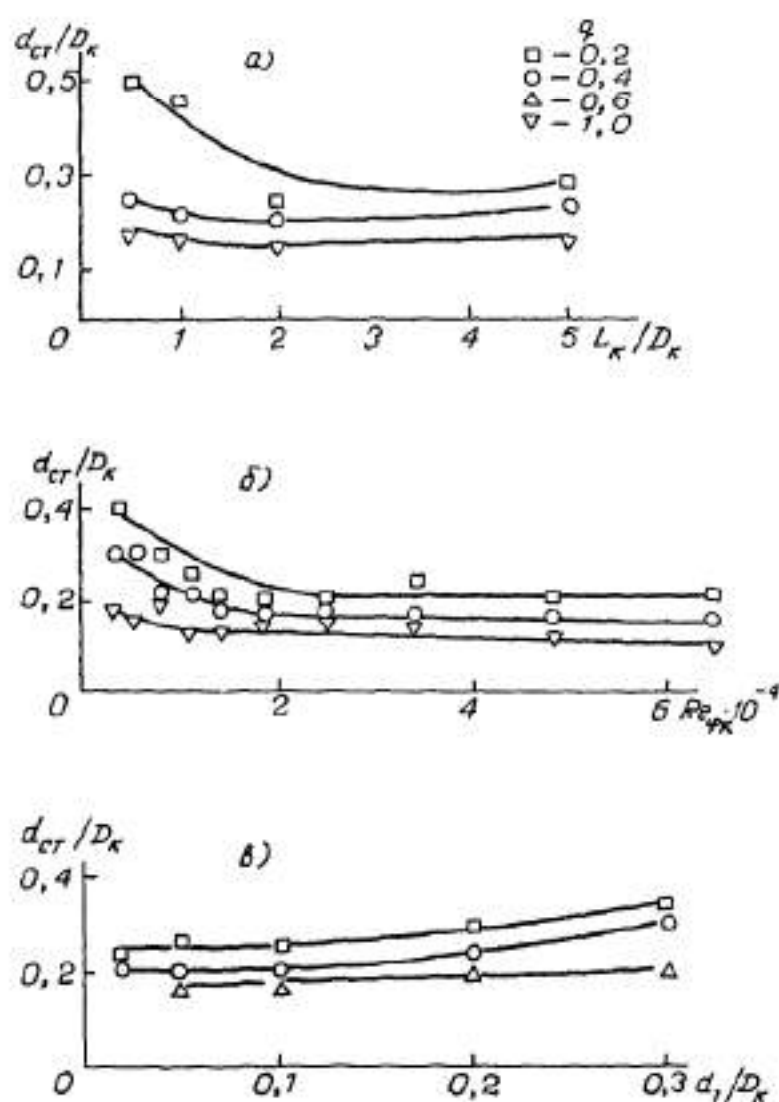


Рис. 5.6. Зависимость диаметров стационарных орбит от геометрических и расходных параметров
 а, б - $Re_{чк} = 8 \cdot 10^3$; а, б - $d_1/D_k = 0,1$; в, а - $l_k/D_k = 2$

5.2. Анализ условий образования аэрозольных конфигураций в вихревом потоке

Образование областей повышенных концентраций аэрозоля в вихревых камерах обуславливается в основном аэродинамической картиной течения. Подробные результаты исследования аэродинамики камер с перераспределением расхода на выходе были изложены в § 3.4.

5.2. Условия образования аэрозольных конфигураций

Измерения показали, что частицы аэрозоля скапливаются и образуют устойчивые конфигурации в зоне, где осевая компонента скорости близка к нулю, поэтому аэрозоль не выносятся из этих областей продольными конвективными потоками достаточно длительное время. Подобная картина была отмечена и в работах [10, 29]. Интересно, что в некоторых режимах продольная скорость в приосевой области несколько раз переходит через ноль (рис. 3.28). Это вызывает образование концентричных аэрозольных областей, хорошо наблюдаемых в эксперименте.

В итоге для анализа процесса образования устойчивых аэрозольных конфигураций необходимо рассматривать равновесие частиц в радиальном направлении. Условием удержания частицы на стационарной равновесной орбите является равенство нулю всех внешних сил, действующих на частицу:

$$\sum_{i=0}^n F_i = 0. \quad (5.2)$$

В вихревой камере на аэрозольную частицу в радиальном направлении действует несколько сил. Рассмотрим эти силы, оценив их порядок в режиме удержания.

1. Центробежная сила

$$F_u = (\pi d_s^3 \rho_s / 6) v_\varphi^2 / r. \quad (5.3)$$

2. Сила сопротивления вязкой среды, связанная с радиальным стоком газа. Для мелкодисперсных аэрозольных частиц, для которых $Re \ll 1$, применим закон Стокса с поправкой на разреженность среды

$$F_s = 3\pi \eta d_s \Delta u_r K_3, \quad (5.4)$$

где K_3 определяется по формуле (4.25).

3. Сила, связанная с наличием в вихре радиального градиента давления и направленная к центру вихря. Для сферической частицы эту силу можно оценить по формуле [18]

$$F_p = \frac{\pi d_s^3}{6} \frac{dp}{dr}, \quad (5.5)$$

а градиент давления определяется из уравнения радиального равновесия газа.

4. Сила Магнуса, действующая на сферическую частицу, согласно работе [56] определяется выражением

$$F_M = (\pi d_s^3 / 3) \rho_0 [\vec{\omega} \times \Delta \vec{v}_\Sigma], \quad (5.6)$$

где $\vec{\omega}$, $\Delta \vec{v}_\Sigma$ — векторы угловой скорости частицы и скорости скольжения фаз. Угловая скорость частицы, движущейся в сдвиговом потоке, определяется по формуле [18]

$$\omega = \frac{1}{2} \frac{\partial \omega_x}{\partial r}.$$

5. Подъемная сила, которая действует на частицу в потоке с градиентом скорости. В работе [237] приводится следующая формула для оценки подъемной силы, действующей на свободно вращающуюся сферическую частицу в вязком потоке с линейным сдвигом скорости:

$$F_{L,i} = 1,62 \mu \Delta v_i d_s^2 \left(\frac{\rho}{\mu} \frac{dv_i}{dr} \right)^{1/2}, \quad (5.7)$$

где $i = \varphi, x$; dv_i/dr — градиенты окружной и продольной скорости; $\Delta v_i = v_i - v_{is}$ — неслежение частиц за потоком. Как видно из (5.7), подъемная сила может быть вызвана градиентом как продольной, так и окружной скорости. Значение скорости скольжения фаз, необходимое для оценки силы Магнуса и подъемной силы, находилось из решения уравнений движения частиц в закрученном потоке.

Проведем оценку сил, действующих на частицу микронного размера, для условий наших экспериментов. В табл. 5.1 показаны результаты расчета для диаметра удержания $d_{ст}/D_K \approx 0,2$ при $q=1$. Значения сил отнесены к силе тяжести $F_g = \pi d_s^3 \rho_s g / 6$.

Таблица 5.1

v_φ м/с	ω_x м/с	u_r м/с	$\frac{\partial \omega_x}{\partial r}, \frac{1}{с}$	$\frac{dv_\varphi}{dr}, \frac{1}{с}$	$\tilde{F}_u$	$\tilde{F}_g$	$\tilde{F}_p$	$\tilde{F}_M$	$\tilde{F}_{Lx}$	$\tilde{F}_{L\varphi}$
3,9	-0	0,024	20	350	160	330	0,13	10^{-3}	$4 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$

Отметим, что соотношения между силами сохраняются и для других значений q .

Приведенные данные показывают, что в удержании частиц на стационарных орбитах принимают участие лишь две силы:

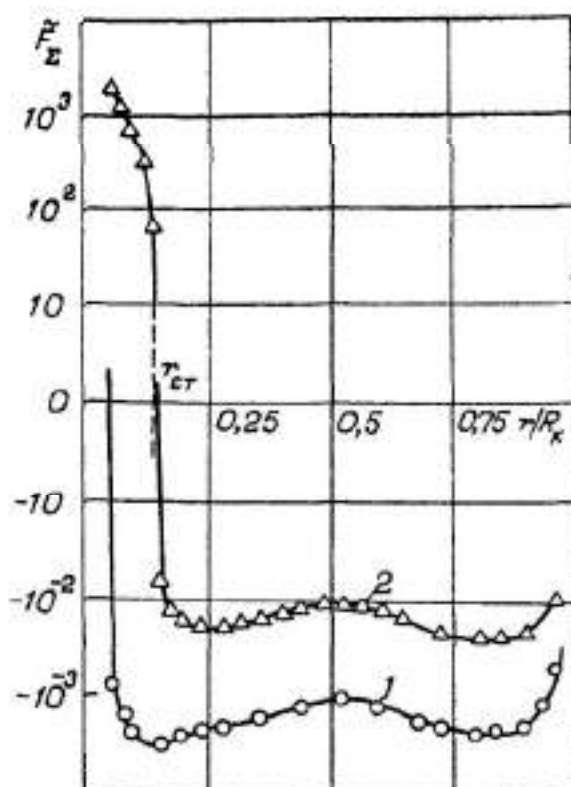


Рис. 5.7. Изменение суммарной силы, действующей на частицу в радиальном направлении. 1 - $d_0=0,2$ мкм; 2 - 1 мкм; - - - зона удержания, наблюдаемая в эксперименте

центробежная и сила вязкого сопротивления. Авторы [10] провели специальный эксперимент с целью определить подъемную силу для частиц дыма. Было установлено, что для мелкодисперсного аэрозоля ее значение на 2-3 порядка выше, чем рассчитанное по формуле Сэфмана (5.7). Однако, как видно из табл. 5.1, даже если формула Сэфмана и дает такую погрешность, то и с ее учетом подъемная сила будет меньше центробежной и стоксовской. Сила Магнуса F_M и сила, обусловленная градиентом давления в жидкости F_p , также не вносят существенного вклада в баланс сил, действующих на частицу.

На рис. 5.7 представлено изменение по радиусу камеры суммарной силы $F_{\Sigma} = \tilde{F}_c - \tilde{F}_s$, действующей на частицу в радиальном направлении. Расчет проведен по формулам (5.3) и (5.4) с использованием экспериментальных профилей окружной и радиальной компонент скорости. Видно, что на периферии камеры от ее боковой поверхности до зоны удержания преобладающее воздействие оказывает сила вязкого сопротивления от радиального стока газа к центру камеры. В приосевой области $0 < r < r_{ст}$, наоборот, центробежная сила больше стоксовской, а суммарная сила направлена от оси вращения. Следовательно, аэродинамика изучаемого течения сформирована так, что суммарная сила, действующая на частицу, направлена к радиусу равновесной орбиты, тем самым создаются условия для устойчивого удержания частиц.

Имеющееся на рис. 5.7 некоторое отличие наблюдаемой зоны удержания $r_{ст}$ от расчетной, где $F_{\Sigma}=0$, объясняется преж-

Гл. 5. ВИХРЕВЫЕ АЭРОЗОЛЬНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

де всего неточностью определения размеров аэрозольных частиц и их плотности, а также погрешностью измерения радиальной компоненты скорости.

Из баланса центробежной и стоксовской сил легко найти выражение для радиуса удержания частиц

$$r_{\text{ст}} = \rho_s v_\phi^2 d_s^2 / 18 \mu_r K_3. \quad (5.8)$$

Возвращаясь к рис. 5.6, можно отметить, что формула (5.8) качественно правильно отражает результаты эксперимента. Например, с уменьшением параметра q будет уменьшаться и радиальная скорость газа (см. рис. 5.6, а), что приводит к увеличению радиуса удержания частиц. Влияние длины камеры, расхода газа и диаметра выходного отверстия на размер зоны удержания можно будет объяснить при наличии более детальных данных по аэродинамике вихревой камеры для течений в таких условиях.

Рассмотрим устойчивость движения аэрозольных частиц, вращающихся на стационарной орбите с радиусом $r_{\text{ст}}$. Очевидно, что движение будет устойчивым, если при малом отклонении радиуса от равновесного $dr = r - r_{\text{ст}}$ приращение суммарной силы будет иметь противоположный приращению радиуса знак, т.е.

$$dF_\Sigma / dr < 0. \quad (5.9)$$

Примем, что окружная скорость изменяется с радиусом по закону $v_\phi = c_1 \tilde{r}^n$, а радиальная обратно пропорциональна радиусу $u_r = c_2 / \tilde{r}$. После подстановки этих выражений в (5.3) и (5.4), а затем в (5.9) получим

$$\frac{dF_\Sigma}{dr} = \frac{3\mu d_s G_K q K_3}{2L_K \rho_o R_K} \left(\frac{9\mu G_K q K_3}{\pi L_K \rho_o d_s^2 v_{\phi K}^2 \rho_s} \right)^{-1/n} \quad 2n < 0. \quad (5.10)$$

Тогда условие для устойчивого режима вращения частиц на равновесной орбите будет иметь вид

$$n < 0. \quad (5.11)$$

Следовательно, движение частиц по орбите с радиусом $r_{\text{ст}}$ будет устойчивым для потенциального закона распределения скорости ($n = -1$), неустойчивым для квазитвердого ($n = 1$) и нейтрально устойчивым в случае $n = 0$.

5.2. Условия образования аэрозольных конфигураций

Профиль циркуляции для случая $\eta=0$ нанесен на рис. 3.32 сплошной линией. Как видно из рисунка, профили циркуляции для $q=0,3-0,4$, т.е. в режиме наиболее устойчивого удержания, расположены выше граничной линии $\eta=0$, следовательно, движение частиц при этих значениях параметра перераспределения должно быть устойчивым. Профиль циркуляции для $q=0,2$ почти совпадает с границей устойчивости, поэтому движение частиц на равновесной орбите для этого случая должно быть менее устойчиво, чем для $q=0,3-0,4$, что подтверждается опытом (см. рис. 5.3).

В реальных же условиях изменение параметра устойчивости (5.9) по радиусу вихревой камеры носит сложный вид. Это следует из рис. 5.8, где представлены экспериментальные данные, соответствующие рис. 5.7. Действительно, в периферийной области производная от суммарной силы несколько раз ме-

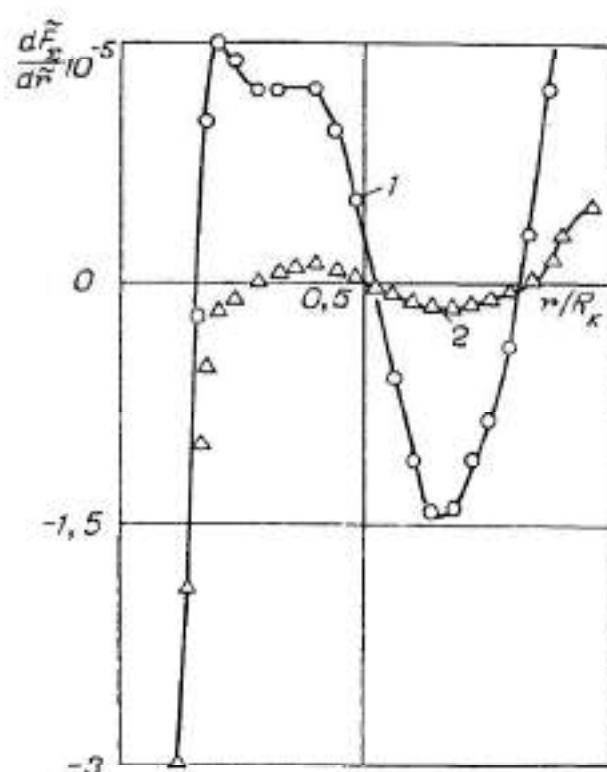


Рис. 5.8. Изменение параметра устойчивости частиц. 1 - $d_g = 0,2$ мкм; 2 - 1 мкм

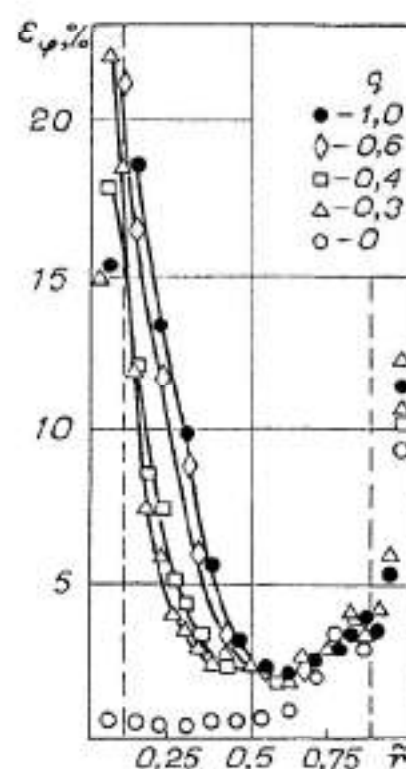


Рис. 5.9. Интенсивность турбулентности в вихревой камере с перераспределением расхода

няет знак, что обусловлено немонотонным изменением циркуляции и радиальной скорости. Особый интерес представляет приосевая зона, где имеется достаточно узкая область устойчивого течения с большим отрицательным значением параметра $d\tilde{F}_\Sigma/d\tilde{r}$. Эта область близка к зоне удержания частиц и играет она определяющую роль в формировании устойчивых аэрозольных "столбов".

Все предыдущие рассуждения относились к ламинарному режиму течения в вихревой камере. На самом деле, как это следует из рис. 5.9, течение является существенно турбулентным с большим значением интенсивности турбулентности в приосевой области, возрастающим с увеличением параметра перераспределения q . Значит, при больших значениях q (больше 0,4) аэрозольные конфигурации могут размываться все возрастающими турбулентными пульсациями, что приведет к уменьшению времени удержания частиц. Это хорошо подтверждается и визуальными наблюдениями (см. рис. 5.3).

В потоках с градиентом пульсационной скорости частицы испытывают турбулентную миграцию [111, 157, 199]. В вихревой камере градиенты пульсационной скорости, согласно рис. 5.9, значительны, причем миграция частиц из зоны удержания направлена в область малых пульсаций, т.е. от центра к периферии камеры. Решение задачи о турбулентной миграции частиц в полной постановке (с учетом воздействия на пульсационное движение в радиальном направлении центробежной силы и силы от радиального стока газа) является в настоящее время весьма сложным. Поэтому были проведены расчеты миграции частиц в упрощенной постановке [111] при отсутствии поля центробежной силы и радиального стока, дающей максимальную оценку скорости миграции. Решение уравнения движения частицы показало, что турбулентная миграция, вызываемая градиентом пульсационной скорости, эквивалентна силовому воздействию на частицу, по порядку величины совпадающему с центробежной силой. Поскольку эта миграция частиц по направлению совпадает с центробежной силой, то в итоге она приводит к уменьшению дисбаланса между центробежной силой и силой от радиального стока газа (см. табл. 5.1).

Итак, в общем виде механизм удержания мелкодисперсных частиц в приосевой области вихревой камеры выглядит следующим образом. Аэрозольные "столбы" образуются в зонах с нулевой продольной скоростью. Равновесие частиц в радиальном

5.2. Условия образования аэрозольных конфигураций

направлении обеспечивают в основном две силы – центробежная и вязкого сопротивления. Турбулентная миграция частиц практически устраняет дисбаланс этих сил в зоне удержания. При этом зона удержания является своеобразной потенциальной ямой, т.е. суммарная сила, действующая на частицу, в периферийной и приосевой областях камеры направлена к этой зоне. Движение частиц в приосевой области является устойчивым. Существующий экстремум по параметру перераспределения $q = 0,3-0,4$, когда столбы удерживаются максимально долгое время, объясняется снижением устойчивости при малых расходах через центр ($q < 0,3$) и увеличением интенсивности турбулентности в приосевой области при увеличении параметра q .

Глава 6.

ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ДВУХФАЗНЫХ ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ

Области практических приложений закрученных двухфазных течений разнообразны. Одними из важных являются проблемы центробежной очистки и классификации мелкодисперсных порошков, а также сушки дисперсных материалов в вихревых камерах.

Главная задача при разработке и реализации вихревых аппаратов заключается в значительном повышении эффективности работы аппаратов по сравнению с традиционными схемами, основанными на разделении частиц в поле силы тяжести.

В большинстве имеющихся тепломассообменных аппаратов для обработки дисперсных материалов используются кипящие или фонтанирующие слои. Производительность таких устройств ограничена скоростью витания частиц, которая для мелких частиц относительно невелика.

В вихревых камерах, где удается достичь больших центробежных ускорений до $(10^4-10^5 g)$, существенно повышается скорость обтекания частиц, вследствие чего значительно интенсифицируются процессы сепарации и тепломассопереноса. Весьма важными достоинствами таких аппаратов являются простота конструкции и малая металлоемкость.

Излагаемые в главе результаты были получены при участии В.И.Багрянцева и А.П.Кардаша [5-7, 11, 12, 27, 28, 146].

6.1. Центробежный классификатор мелкодисперсных порошков

Наибольшие трудности при классификации порошков по размерам возникают при разделении частиц диаметром менее 50 мкм,

6.1. Центробежный классификатор порошков

когда ситовые методы становятся малоэффективными и даже непригодными [137]. В этом случае наиболее приемлемыми являются аэродинамические методы классификации, в частности разделение в поле центробежных сил. Имеющиеся аппараты центробежной классификации [154, 169], как правило, разделяют исходный материал на две части, поэтому для многофракционного разделения необходимы повторные пропуски материала либо использование нескольких последовательно установленных классификаторов. Это обстоятельство значительно снижает эффективность использования центрифуг, особенно в крупнотоннажных производствах.

Оптимальная организация процесса разделения полидисперсных порошков одновременно на n фракций в закрученном потоке газа является с точки зрения расчета аэродинамики сложной задачей. Нами проведены исследования процесса рассева частиц по длине канала при различных законах распределения скоростей газа по сечению трубы и способах ввода частиц в канал.

Предположим, что разделение полидисперсного порошка происходит в круглой бесконечно длинной трубе радиуса R_k (рис. 6.1), в которой развивается закрученный поток газа; распределение окружной и осевой составляющих скорости по длине канала не меняется. Через кольцевой зазор радиусом

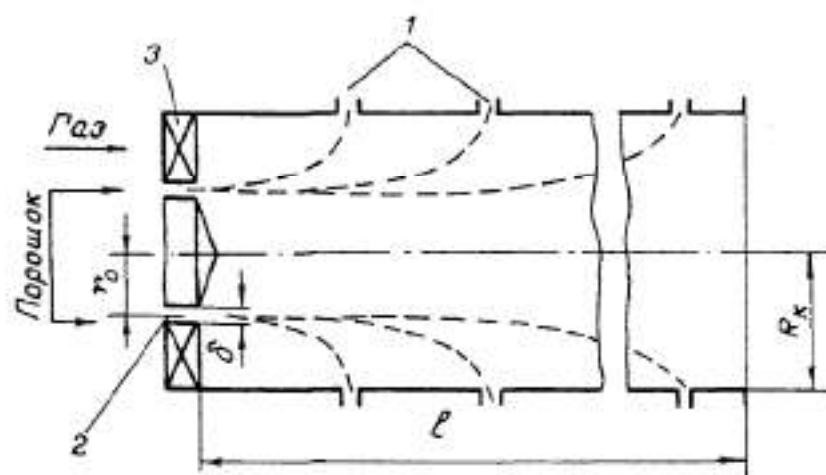


Рис. 6.1. Схема разделения полидисперсного порошка
1 - узлы отвода частиц; 2 - кольцевая щель для подачи материала; 3 - завихритель

r_0 с относительно малой шириной $\delta/r_0 \ll 1$ в закрученный поток вводится порошок. Частицы различных размеров будут рассеиваться по длине трубы.

Задача сводится к расчету траекторий частиц в трубе до осаждения их на стенку. Траектории определяются из решения системы уравнений движения частиц. В расчетах принято, что частицы имеют сферическую форму. По заданному распределению скоростей в трубе задача может быть решена численно, как это было сделано в гл. 4. Однако для инженерных расчетов наиболее приемлемы приближенные методы, позволяющие оперативно определять основные характеристики процесса сепарации частиц. Следует отметить, что при движении частиц может изменяться и режим их обтекания. Так, турбулентный режим обтекания частиц из-за больших значений скоростей скольжения в период их разгона зачастую реализуется в аппаратах и для относительно небольших ($d_s = 10-100$ мкм) размеров частиц.

Рассмотрим несколько случаев рассева частиц по длине канала.

1. Ввод частиц без вращения ($u_{r0}(0)=0$, $v_{\phi0}(0)=0$).

Уравнения (3.3)–(3.5) запишем в декартовой системе координат, выражения для компонент скорости в которой для квазитвердого вращения имеют вид:

$$v_z = \omega y, \quad v_y = -\omega x. \quad (6.1)$$

Здесь ω – частота вращения потока. Тогда система уравнений (3.3)–(3.5) с помощью (6.1) приводится к виду

$$\dot{z}^{(2)} = \frac{\omega r}{L} (\omega y - z^{(1)}); \quad \dot{y}^{(2)} = -\frac{\omega r}{L} (\omega z - y^{(1)}), \quad (6.2)$$

где $r = \sqrt{z^2 + y^2}$, а $L = (4/3)(\rho_s/\rho_0)d_s/c_f$ – линейный масштаб; цифры в скобках в верхнем индексе означают дифференцирование по t .

Приведем (6.2) к безразмерному виду, используя в качестве масштабов r_0 и ω . Тогда имеем

$$\ddot{\tilde{z}}^{(2)} = p\tilde{r}(\tilde{y} - \dot{\tilde{z}}^{(1)}); \quad \ddot{\tilde{y}}^{(2)} = -p\tilde{r}(\dot{\tilde{z}} - \dot{\tilde{y}}^{(1)}), \quad (6.3)$$

где $\tilde{z} = z/r_0$; $\dot{\tilde{z}}^{(1)} = d\tilde{z}/d\tau$; $\tau = \omega t$; $p = r_0/L$.

Начальные условия для уравнений (6.3): при $\tau=0$ $\tilde{z} = \tilde{z}_0$, $\tilde{y} = \tilde{y}_0$, $\dot{\tilde{z}}^{(1)} = 0$, $\dot{\tilde{y}}^{(1)} = 0$. В дальнейшем для простоты записи знаки

6.1. Центробежный классификатор порошков

относительных величин будут опущены. Для решения воспользуемся разложением $r(\tau)$ в ряд в окрестности $\tau=0$:

$$r(\tau) = 1 + r^{(1)}(0)\tau + (1/2)r^{(2)}(0)\tau^2 + (1/6)r^{(3)}(0)\tau^3 + \dots \quad (6.4)$$

Здесь

$$\begin{aligned} r^{(1)} &= r^{-1}\alpha; \\ r^{(2)} &= r^{-3}\alpha^2 + r^{-1}\beta; \\ r^{(3)} &= 3r^{-5}\alpha^3 - 3r^{-3}\alpha\beta + r^{-1}\gamma, \end{aligned} \quad (6.5)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha &= zz^{(1)} + yy^{(1)}; \\ \beta &= zz^{(2)} + yy^{(2)} + (z^{(1)})^2 + (y^{(1)})^2; \\ \gamma &= zz^{(3)} + yy^{(3)} + 3z^{(1)}z^{(2)} + 3y^{(1)}y^{(2)}. \end{aligned} \quad (6.6)$$

Используя (6.2)–(6.6), получим решение в виде разложения

$$r(\tau) = 1 + (1/12)r^2\tau^2 + \dots \quad (6.7)$$

Специальные расчеты показали, что использование членов разложения более высокого порядка практически не оказывает влияния на точность расчета; так, учет шести членов разложения отличался от (6.7) не более чем на 5 %.

Учитывая, что $x = \omega_x(0)t$ и $\tau = x\omega/\omega_x(0)$, получаем уравнение траектории частицы

$$r(x) = 1 + (1/12)r^2\sigma^4x^4. \quad (6.8)$$

Здесь $x = x/r_0$, а $\sigma = r_0\omega/\omega_x(0)$ – интенсивность закрутки.

Траектории движения частиц различного диаметра рассчитаны для двух интенсивностей закрутки (рис. 6.2). Здесь координата $r/r_0 = 1$ соответствует месту ввода частиц в поток, а $r/r_0 = 2$ – поверхности трубы. Как видно, для обоих случаев закрутки вначале на стенку канала выпадают мелкие частицы, далее вниз по потоку – более крупные, что обусловлено инерцией крупных частиц и более медленным их вовлечением во вращательное движение. На распределение выноса частиц существенно влияет интенсивность закрутки – для задач рассева на более узкие фракции оптимальными являются режимы с малыми σ .

Для классификации порошков в потоке с постоянной циркуляцией ($\Gamma = \text{const}$, $\tau = \Gamma t/r_0^2$) из уравнений движения частиц можно получить

$$z(2) = pr^{-1}(y/r^2 - z(1)); \quad y(2) = -pr^{-1}(z/r^2 - y(1)). \quad (6.9)$$

Траектория движения и в этом случае описывается соотношением (6.8) с той лишь разницей, что здесь интенсивность крутки $\sigma = \Gamma / (r_0 \omega_x(0))$. Аналогичным образом можно получить соотношения и для других, более сложных законов распределения окружной и осевой составляющих газового потока.

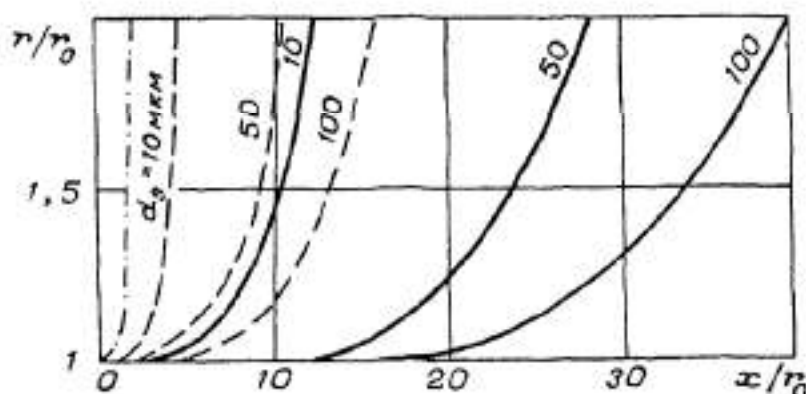


Рис. 6.2. Траектория движения частиц при $\omega^{\text{созат}}$: без начального вращения частиц (6.8). — $\sigma=0, 2$; - - - $\sigma=1$. — с начальным вращением частиц $d_0 = 50 \text{ мкм}$; $\sigma=1$ (расчет по (6.12))

2. Ввод частиц с вращением ($v_{\phi s} = v_{\phi}$, $\omega_{xs}(0) = 0$). Если частицы подавать по касательной к окружности щелевого ввода со скоростью, равной тангенциальной скорости потока, но при $\omega_{xs}(0) = 0$, то уравнения (3.3)–(3.5) могут быть приведены к виду

$$\begin{cases} z(2) = p^*(y - z(1)); \\ y(2) = -p^*(z - y(1)); \\ x(2) = -p^*x(1) + p^*/p. \end{cases} \quad (6.10)$$

Здесь полагалось: $\omega_{xs} \ll \omega_x$; $u_{rs} \gg u_r$; $\omega_x \gg u_r$; $v_{\phi s} \sim v_{\phi}$; $p^* = \omega_x / (\omega L)$. Начальные условия:

$$\text{при } \tau=0 \quad z=z_0, \quad y=y_0, \quad x=0, \quad z(1)=y_0, \quad y(1)=-z_0, \quad x(1)=0. \quad (6.11)$$

Система уравнений (6.10) с условиями (6.11) имеет аналитическое решение

$$r = (p^*/p)\tau - [1 - \exp(-p^*\tau)]/p^*. \quad (6.12)$$

Расчеты показали, что при таком способе ввода частиц они достаточно быстро выпадают на стенку канала. Это видно из рис. 6.2, где штрихпунктирной линией нанесена траектория частицы с начальной окружной скоростью, равной скорости вращения потока; продольная начальная скорость частицы равна нулю. Ясно, что использование такого способа подачи порошка для процесса их классификации нерационально.

Таким образом, способ подачи частиц в закрученный поток существенно влияет на характер их рассева по длине канала.

3. Расчет траектории частиц без начального вращения при переходном ($1 < Re_s < 1000$) режиме обтекания. В этом случае коэффициент сопротивления частицы $c_f = 18,5 Re_s^{-0,6}$ [15] и уравнения движения при подаче с $v_{\phi s}(0) = 0$ в поток с $\omega = \text{const}$ запишутся

$$z^{(2)} = p_{**} r^{0,4} (y - z^{(1)}); \quad y^{(2)} = -p_{**} r^{0,4} (z - y^{(1)}), \quad (6.13)$$

где $p_{**} = r_0 / L_{**}$, а $1/L_{**} = 4,57 (\rho / \rho_s) Re^{-0,6} / d_s$. Решение (6.13) имеет вид

$$r(x) = 1 + (1/30) p_{**} \sigma^4 x^4. \quad (6.14)$$

Используя уравнения (6.13) и коэффициент сопротивления шара при турбулентном режиме обтекания $c_f = 0,44$, можно показать, что траектории частиц при турбулентном и переходном режимах обтекания связаны между собой следующим выражением

$$R_1/R_2 = 42 Re^{-0,6}, \quad (6.15)$$

где $R_{1,2} = [r(x) - 1]$; R_1 — при турбулентном обтекании частиц; R_2 — для переходного режима.

4. Инженерный метод расчета процесса классификации частиц по размерам. При движении частиц в канале в зависимости от полной относительной скорости обтекания и, соответственно, числа Рейнольдса может измениться и характер обтекания частиц. Поэтому при расчете траектории необходимо определять локальное значение числа Re и в соответствии с его значением выбирать необходимую расчетную зависимость: в стоксовском режиме можно воспользоваться результатами работ [55, 84] или формулой (4.22); при переходном и турбулентном — расчет следует проводить по формулам (6.14), (6.15) методом последовательных приближений. Число $Re(0)$ в начальный момент времени определяется по компоненте $v_{\phi}(0)$ или $\omega_x(0)$ в зависимости от способа ввода частиц.

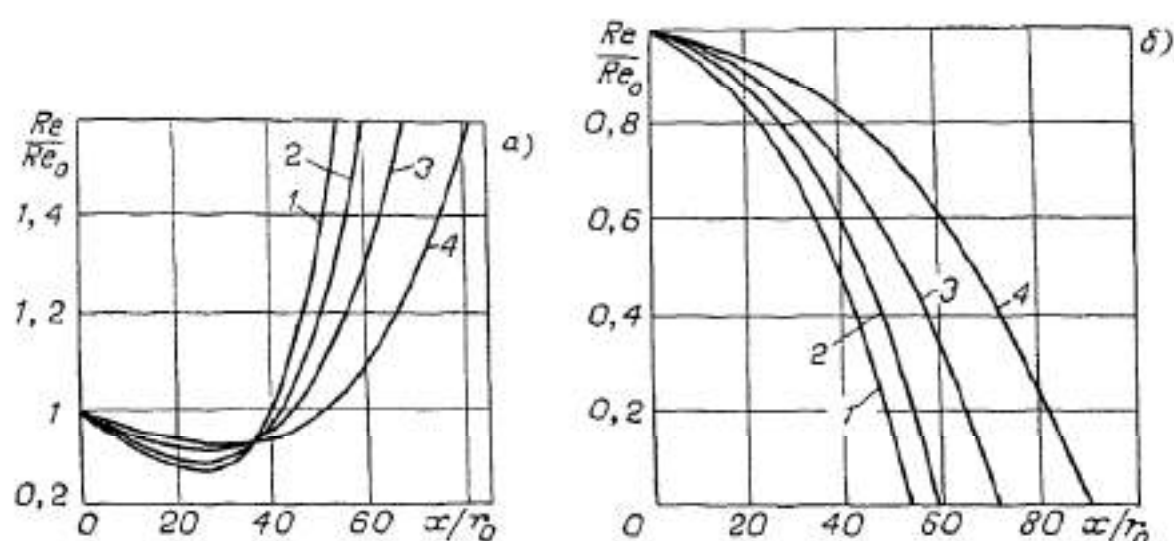


Рис. 6.3. Изменение числа Рейнольдса частиц по длине канала:
 а - $\omega = \text{const}$; б - $\Gamma = \text{const}$; 1 - $r_0/L = 5 \cdot 10^{-2}$; 2 - $4 \cdot 10^{-2}$;
 3 - $3 \cdot 10^{-2}$; 4 - $2 \cdot 10^{-2}$

Значение числа Рейнольдса для частиц по длине канала меняется сложным образом (рис. 6.3). Частицы подавались с нулевой начальной окружной скоростью. При введении частиц в поток с квазитвердым вращением (рис. 6.3, а) вначале из-за вовлечения их во вращение число Рейнольдса снижается, а затем с переходом частиц на больший радиус скорость скольжения фаз и число Re возрастают к периферии. В потоке с $\Gamma = \text{const}$ (рис. 6.3, б) число Рейнольдса по мере продвижения частицы монотонно уменьшается, при этом оно может стать отрицательным из-за того, что частицы на периферии канала будут вращаться быстрее, чем поток.

5. Экспериментальные результаты. Опыты проведены на установке, принципиальная схема которой соответствует рис. 6.1. Радиус канала $R_K = 50$ мм, длина $l = 1000$ мм. Конструкция закручивающего устройства позволяла изменять интенсивность крутки в широких пределах $\sigma = v_\varphi(0)/\omega_x(0) = 0 \div 4$. Подача порошка в аппарат осуществлялась с помощью дозатора с пористым аэрирующим конусом. Среднемассовая концентрация дисперсной фазы составляла $G_D/G_K \approx 0,05 \div 0,1$, где G_D - расход порошка; G_K - расход газа. Исследовали два режима подачи порошка - через кольцевую щель и вместе с закрученным по-

6.1. Центробежный классификатор порошков

током. Введенный в канал порошок рассеивался по длине и отводился через ряд кольцевых тангенциальных щелей 1. Установка позволяла изменять конструкцию щелей, их ширину, местоположение и расход отсасываемого через щель газа. Сбор отведенной через щель дисперсной фазы осуществлялся в обратнопоточном циклоне, после которого устанавливался еще фильтр с тканью Петрянова. Аналогичный фильтр располагался и на выходе из всего канала. Дисперсный анализ порошка из каждого узла отбора проводился на оптическом микроскопе МБИ-15 по известным методикам [95].

В опытах измеряли все необходимые расходные параметры, а также поля давлений, окружных и продольных скоростей в различных сечениях сепарационного канала. Опыты показали, что подобно данным, полученным в § 2.3 для течения в канале с глухим торцом, распределение окружных скоростей везде, кроме пристенных областей, близко к квазитвердому вращению, а осевая скорость по сечению и по длине канала меняется незначительно.

В опытах использовали частицы кварцевой пыли с удельной поверхностью $S=1700 \text{ см}^2/\text{г}$, среднемассовым диаметром $\bar{d}_{50}=18 \text{ мкм}$ при $\sigma=5,33$. Предварительно порошок просушивали, а затем на пылеочистителе от него отсеивалась ультратонкая фракция $d_g < 3 \text{ мкм}$. Эта фракция, как показали предварительные эксперименты, хорошо отслеживала поток, не подвергаясь классификации, поэтому обнаруживалась во всех узлах отбора.

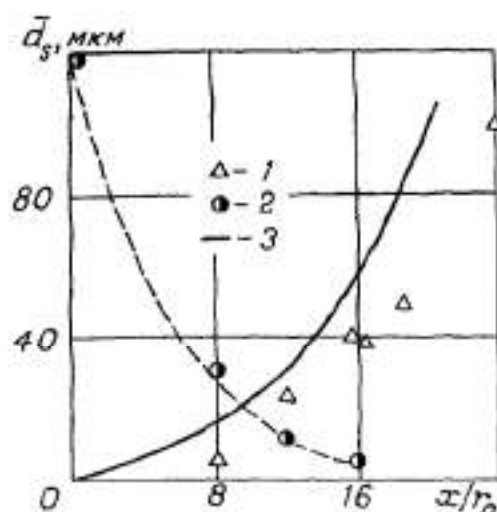


Рис. 6.4. Рассев частиц по длине при вводе порошка через кольцевую щель (1) и вместе с закрученным потоком (2); 3 - расчет по данной методике

Результаты экспериментов представлены на рис. 6.4, где $\bar{d}_g$ — средний размер частиц, осевших в узлах отбора. При введении порошка через кольцевую щель без начального вращения частицы с малым диаметром обладают большей скоростью центробежной сепарации; крупные частицы проскакивают на значительно большую длину. Как видно, опытные данные достаточно хорошо описываются расчетом по вышеизложенным методикам.

В случае ввода частиц вместе с закрученным потоком, как это и предсказал теоретический анализ, наблюдается обратная картина: вначале выпадают крупные частицы, а частицы меньшего диаметра осаждаются далее вниз по потоку.

6.2. Исследование параметров вихревого прямоточного пылеотделителя

Основным преимуществом циклонных пылеотделителей прямоточных схем является низкое аэродинамическое сопротивление при обработке больших объемов газа; при этом они отличаются конструктивной простотой. Однако прямоточные циклоны имеют более низкую эффективность пылеулавливания по сравнению с другими схемами, например, обратноточными циклонами, что обусловлено проскоком крупных частиц мимо узлов отвода пыли, а также трудностями сепарации пыли, попадающей в приосевую область аппарата [96, 122, 137, 154, 194]. Это же отмечалось и при изучении центробежных классификаторов [12]. В результате проведенных исследований процесса сепарации частиц в трубах, характера их рассева по длине разработана конструкция прямоточного очистителя газа [5], в котором преодолены указанные трудности (рис. 6.5). Запыленный газ через тангенциальный завихритель 1 поступает в камеру предварительной сепарации 2 с криволинейными стенками 3 и 4. Здесь происходит отделение крупнодисперсной пыли, которая выбрасывается затем из очистителя через тангенциально расположенные отверстия 5. Более мелкая пыль вместе с газом движется в радиальном направлении к оси вихревой камеры. При этом частицы пыли, находящиеся в окрестности стенки 4, под действием центробежных сил отклоняются от нее и при подходе пылегазовой смеси к прямоточному сепарационному участку 6 смещаются на расстояние $r_{\min}$, оказываясь в области с большой окружной скоростью. Окончательная очистка газа осуществляется в прямоточном участке 6, процессы пыле-

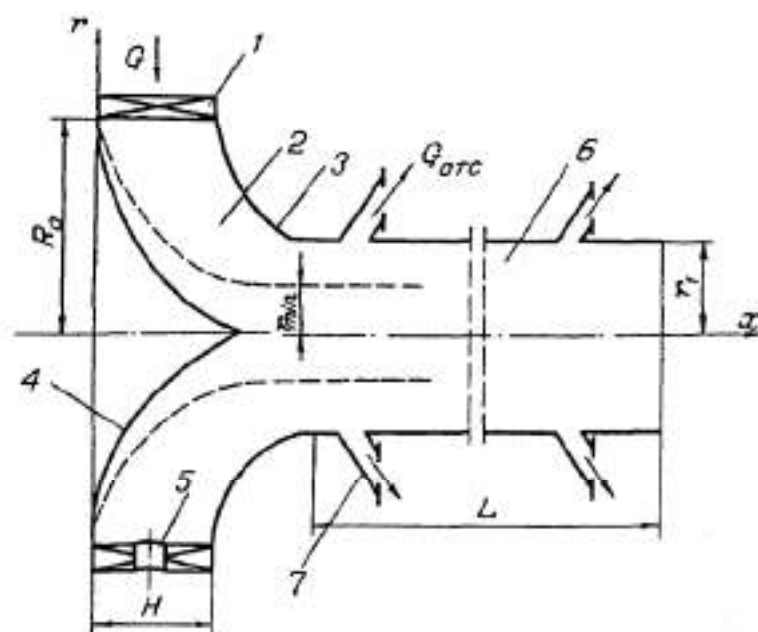


Рис. 6.5. Схема вихревого пылеотделителя

отделения в котором подобны рассмотренному в § 6.1 течению в классификаторе.

Параметры вихревой камеры подбирались таким образом, чтобы в ней были отсепарированы частицы крупнее 30–40 мкм. Кривизна торцевых стенок 3, 4 была рассчитана так, чтобы относительный радиус $r_{\min}$ для частиц $d_g=2$ и 5 мкм был соответственно равен 0,12 и 0,22. Методика расчета основывалась на решении уравнений движения частиц в криволинейном канале 2 и подробно изложена в [11]. Там же приведен анализ рассева частиц по длине с учетом отсоса массы газа и пыли через узлы отвода пыли 7.

Для изучения характеристик прямоточного пылеотделителя был проведен цикл аэродинамических и пылевых испытаний. Методика экспериментов, опытное оборудование аналогичны описанным в § 6.1. Так же, как и для классификатора, проведено комплексное исследование локальных аэродинамических (распределение компонент скоростей, концентраций пыли по длине) и интегральных характеристик пылеотделителя (сопротивление аппарата, эффективность очистки).

Опыты показали, что профили скоростей в цилиндрическом канале автомодельны по расходу, и потерь момента количества движения в вихревой камере практически не происходит. Аэродинамическое сопротивление не зависит от длины прямой части, но существенно зависит от ее диаметра. Значительное влияние на аэродинамические характеристики оказывает отсос пограничного слоя, приводя к снижению сопротивления аппарата и значения момента количества движения на выходе из аппарата. Однако подобие профилей скоростей при отсосе сохраняется, если их значения отнести к среднерасходным с учетом уменьшения за счет отсоса. Все указанные выше особенности уривались при оптимизации характеристик пылеотделителей.

В опытах по определению эффективности пылеочистки использовали различные пыли, в частности, кварцевую с удельной поверхностью $S=1700 \text{ см}^2/\text{г}$ ($d_{50}=18 \text{ мкм}$, $\sigma=5,33$) и $S=5600 \text{ см}^2/\text{г}$ ($d_{50}=5,9 \text{ мкм}$, $\sigma=3,6$). Запыленность потока на выходе была постоянной и равной примерно $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ кг}$ пыли на 1 кг воздуха; расход газа варьировался в пределах $G_K=0,1-0,7 \text{ кг/с}$, а время одного эксперимента в среднем составляло $\tau=0,3 \pm 0,5 \text{ ч}$.

Распределение массы выносимых на стенку частиц по длине воздухоочистителя для пылей различного дисперсного со-

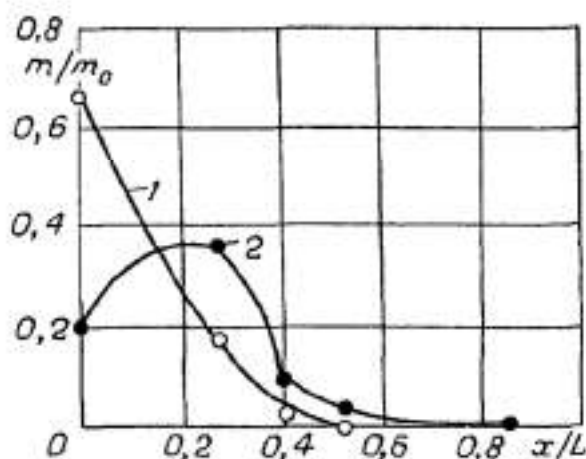


Рис. 6.6. Влияние дисперсного состава на характер выноса частиц по длине воздухоочистителя. $G_K=0,3 \text{ кг/с}$; 1 - $S=1700 \text{ см}^2/\text{г}$; 2 - $5600 \text{ см}^2/\text{г}$

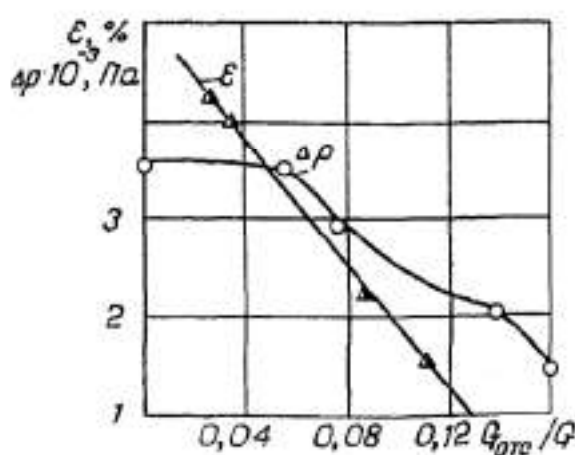


Рис. 6.7. Аэродинамическое сопротивление и эффективность очистки пылеотделителя; $S=1700 \text{ см}^2/\text{г}$

6.3. Вихревая камера с гиперболическими стенками

става приведено на рис. 6.6. Основная масса частиц грубодисперсной пыли осаждается в начале канала и в камере предварительной очистки, а при $x/L > 0,5$ выноса частиц на стенку почти нет. Для более мелкой пыли ($S = 5600 \text{ см}^2/\text{г}$) максимальное осаждение имеет место при $x/L \approx 0,3$. Подобная картина наблюдается в широком диапазоне изменения расхода очищаемого газа. Эти данные использовались для подбора наиболее рационального расположения по длине прямоточной части места отвода пылей различного дисперсного состава.

При исследовании эффективности пылеотделения коэффициент пропуска пыли (рис. 6.7) определялся по результатам взвешивания пыли, подаваемой в пылеотделитель $g_{\text{п}}$, и пыли, осевшей в абсолютном фильтре, расположенном на выходе из прямоточной части $g_{\text{ф}}$,

$$\epsilon = g_{\text{п}} / g_{\text{ф}}. \quad (6.16)$$

Как видно, интенсивность отсоса сильно сказывается на процессе очистки газа, и при $G_{\text{отс}}/G_{\text{к}} \approx 0,15$ коэффициент пропуска снижается до величины порядка $\epsilon \approx 0,005-0,01$. Подобная картина имеет место и для пылей иного дисперсного состава. Так, для пыли $S = 5600 \text{ см}^2/\text{г}$ минимальное значение коэффициента пропуска было равным $\epsilon_{\text{min}} \approx 0,04$. Отсос пограничного слоя приводит также к снижению аэродинамического сопротивления аппарата.

Проведенные опыты показали, что абсолютное значение расхода воздуха через пылеотделитель в достаточно широких пределах ($G_{\text{к}} = 0,1-0,7 \text{ кг/с}$) не сказывается на коэффициенте пропуска пыли ϵ , что объясняется пропорциональной зависимостью от расхода окружной и осевой составляющих скорости, изменение которых противоположно влияет на процесс очистки.

6.3. Аэродинамика вихревой камеры с гиперболическими торцевыми стенками

Для проведения ряда тепломассообменных процессов предложено использовать вихревую камеру с торцевыми крышками, имеющими форму гиперboloида вращения [3, 70]. Подобные камеры эффективно используются и для повышения полноты сгорания топлива [58]. Схема такой камеры представлена на рис. 6.8, а. Подача газа в вихревую камеру осуществляется

Гл. 6. ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ДВУХФАЗНЫХ ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ

равномерно через кольцевой завихритель 1, расположенный на боковой ее поверхности. Торцевые крышки 2 имеют такую форму, что площадь проходного цилиндрического сечения камеры при перемещении к центру остается постоянной $2\pi r l = 2\pi R_k L_k = \text{const}$. При подаче дисперсного материала в камеру на ее периферии образуется вращающийся псевдооживленный слой частиц, который может стационарно вращаться в камере. Если частицы выводить из камеры, например, на периферии, то будем иметь постоянно обновляющийся слой частиц. Вследствие больших значений центробежных сил скорость обтекания частиц потоком существенно выше, чем скорость их витания в поле силы тяжести. Подобным образом работают большинство вихревых теплообменников аппаратов. При их создании определяющее значение имеет проблема расчета гидродинамики вихревых устройств, которую рассмотрим вначале при условии отсутствия дисперсной фазы.

К настоящему времени предложены различные инженерные методики расчета аэродинамики вихревых камер с плоскими торцевыми крышками [48, 53, 90, 167, 196, 232]. Как правило, эти методы базируются на ряде предположений, основными из которых являются следующие: окружная скорость неизменна по высоте камеры; отсутствуют вторичные течения и торцевые пограничные слои. При таких условиях решение сложного трехмерного течения в вихревой камере значительно упрощается и по некоторым параметрам дает качественное соответствие с экспериментом. В аналогичной постановке будем решать задачу и для камеры с гиперболическими стенками. Следуя работам [53, 90, 196, 232], разобьем вихревую камеру (см. рис. 6.8, а) на две зоны: I — зона выходного отверстия; II — область основного вихря; при однофазном режиме течения эта область простирается вплоть до боковой поверхности. Предполагая, что распределение окружной скорости по высоте не меняется, запишем уравнение движения для тангенциальной составляющей при условии постоянства вязкости по радиусу камеры

$$\rho \mu_r \frac{1}{r} \frac{d\Gamma}{dr} = \mu \frac{d\Gamma}{dr} \left(\frac{1}{r} \frac{d\Gamma}{dr} \right). \quad (6.17)$$

Рассмотрим вначале задачу без учета торцевых слоев. При условии постоянства радиальной скорости по высоте камеры ее значение в зоне II будет постоянным и по радиусу

6.3. Вихревая камера с гиперболическими стенками

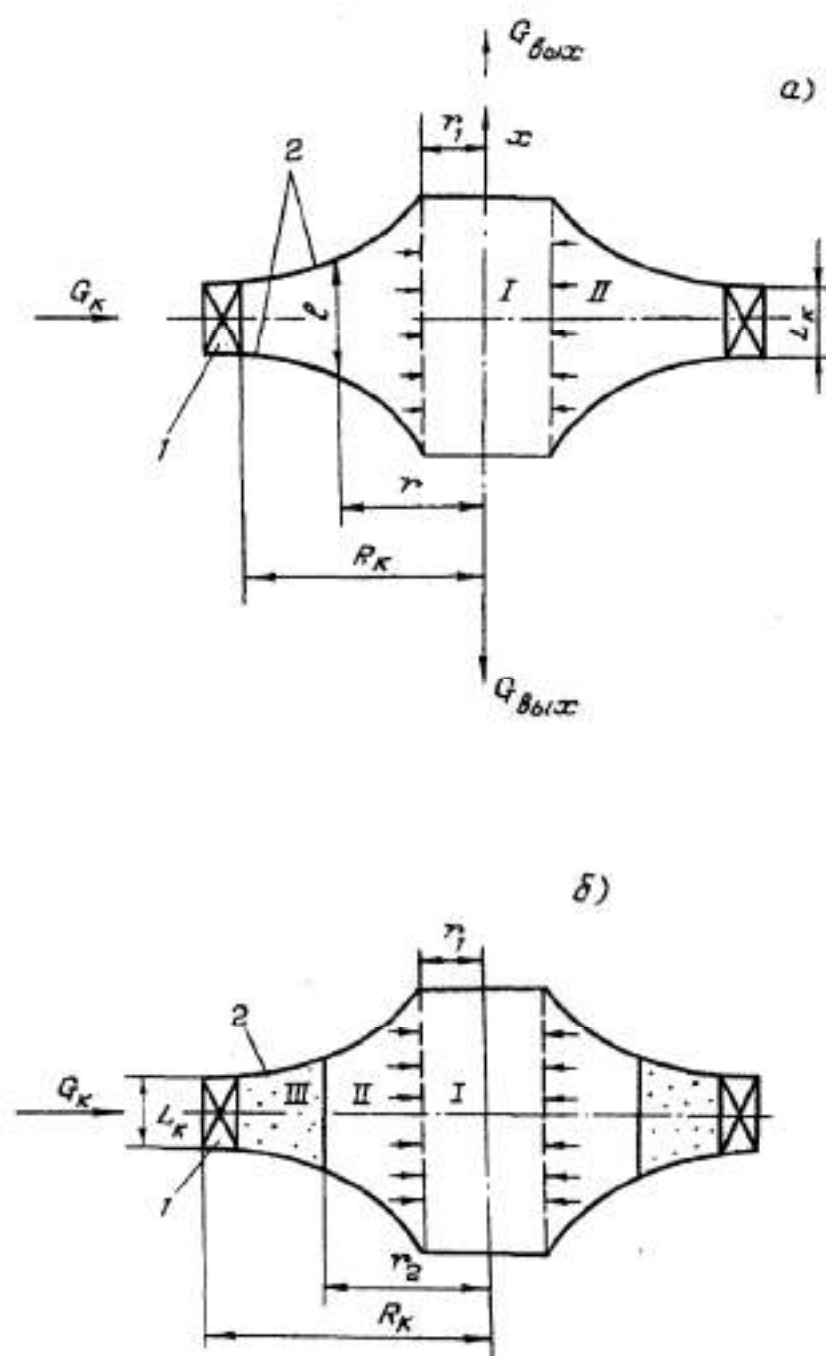


Рис. 6.8. Схема течения в вихревой гиперболической камере: а - в однофазном режиме; б - при наличии слоя частиц

Гл. 6. ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ДВУХФАЗНЫХ ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ

$\rho u_r(x, r) = G_K / (2\pi R_K L_K) = \text{const.}$ В области выходного отверстия I осевая скорость принимается постоянной. Используя уравнение неразрывности, как и для плоской камеры, имеем

$$\rho u_r = \rho_{II} u_{rII} r / r_1, \quad (6.18)$$

где $\rho_{II} u_{rII}$ — массовая радиальная скорость на границе зон I и II . В качестве граничных условий к (6.17), как и в работе [232], используем: $r=0, \Gamma=0$; $r=R_K, \Gamma=\Gamma_K$; $r=r_1, \Gamma=\Gamma_{II}$, $\partial \Gamma_I / \partial r = \partial \Gamma_{II} / \partial r$. Решение (6.17) имеет вид:

$$0 \leq \tilde{r} \leq \tilde{r}_1, \quad \Gamma / \Gamma_K = c_1 [1 - \exp(-\text{Re} \tilde{r}^2 / 2r_1)]; \quad (6.19)$$

$$\tilde{r}_1 \leq \tilde{r} \leq 1, \quad \Gamma / \Gamma_K = c_2 - \frac{(1 + \tilde{r} \text{Re}) \exp(-\text{Re} \tilde{r})}{c_3},$$

где $c_1 = \frac{\text{Re} \tilde{r}_1}{c_3} \exp(-\frac{\text{Re} \tilde{r}_1}{2})$; $c_2 = 1 + \frac{\exp(-\text{Re})(1 + \text{Re})}{c_3}$;

$$c_3 = \exp(-\text{Re} \tilde{r}_1) [1 + \tilde{r}_1 \text{Re} \exp(\text{Re} \tilde{r}_1 / 2)] - (1 + \text{Re}) \exp(-\text{Re}).$$

Здесь $\tilde{r}_1 = r_1 / R_K$; $\tilde{r} = r / R_K$; $\text{Re} = \rho_K u_K R_K / \mu$ — число Рейнольдса, построенное по радиусу камеры, радиальной скорости и вязкости рассматриваемого течения.

Максимум окружной скорости и его координату можно найти из уравнений (6.19). Для случая, когда радиус максимальных скоростей лежит в зоне выходного отверстия $r_{\text{max}} \leq r_1$, имеем

$$r_m^* = 1,585 (\tilde{r}_1 \text{Re})^{-0,5}, \quad (6.20)$$

где $r_m^* = r_m / r_1$ — радиус максимальной окружной скорости. Максимум окружной скорости располагается на границе выходного отверстия при условии

$$\tilde{r}_1 \text{Re} \leq 2,51. \quad (6.21)$$

При значении $\tilde{r}_1 \text{Re} \leq 2,51$ максимум окружной скорости смещается в область основного вихря. В этом случае решение трансцендентного уравнения для r_m^* описывается аппроксимационной зависимостью

$$r_m^* = 0,344 + 1,65 / (\text{Re} \tilde{r}_1). \quad (6.22)$$

6.3. Вихревая камера с гиперболическими стенками

Значение максимальной скорости может быть найдено из (6.19), (6.20) и (6.22). Так, в зоне выходного отверстия ($r_m < r_1$)

$$v_{\varphi m}/v_{\varphi 0} = 0,45 \frac{Re_{\tau}^{3/2} \tilde{r}_1^{1/2}}{c_3} \exp\left(-\frac{Re_{\tau} \tilde{r}_1}{2}\right). \quad (6.23)$$

Полученные соотношения могут быть распространены и на турбулентное течение в камере при известных значениях турбулентной вязкости или турбулентного числа Рейнольдса. Как показано в работе [53], для плоской камеры их значения могут быть определены с использованием гипотезы о равенстве радиуса "зоны разрыва" радиусу r_m^* . Полагая, что гипотеза справедлива и для гиперболической камеры, из (6.21) имеем

$$Re_{\tau} = 2,51 / (r_m^{*2} \tilde{r}_1). \quad (6.24)$$

Относительный радиус r_m^* связан с геометрической характеристикой камеры m , как и в плоской камере, уравнением [54]

$$m^2 = [(1 - r_m^{*2})^2 + 2r_m^{*2}(1 - r_m^{*2}) \ln r_m^*] / 2r_m^*, \quad (6.25)$$

где $m = nhL_K / (\pi r_1 R_K)$; n - число тангенциальных щелей; h - их ширина. Вблизи к (6.25) результаты дает и формула Абрамовича [1].

В гиперболической камере в отличие от плоской турбулентное число Рейнольдса Re_{τ} , как это следует из (6.24), зависит и от соотношения $\tilde{r}_1$. Следовательно, в гиперболической камере, имеющей такой же направляющий аппарат, как и плоская, а также одинаковый размер выходного отверстия, число Re_{τ} будет больше в $1/\tilde{r}_1$ раз по сравнению с плоской.

На рис. 6.9 представлены результаты расчета распределения тангенциальных скоростей в гиперболической и плоской вихревых камерах с $r_1/R_K = 0,1$, имеющих одинаковую геометрию, кроме профилированных торцевых стенок у гиперболической камеры. Уровень окружных скоростей в гиперболической камере выше, чем в плоской (см. рис. 6.9), и максимальные значения отличаются примерно в 1,3 раза. С увеличением числа Рейнольдса $Re_{\tau} \rightarrow \infty$, т.е. с уменьшением вязкости расчетные профили для двух типов камер сближаются между собой.

Для проверки полученных аналитических зависимостей проведено экспериментальное исследование полей скоростей в вихревых камерах с гиперболическими и плоскими торцевыми крыш-

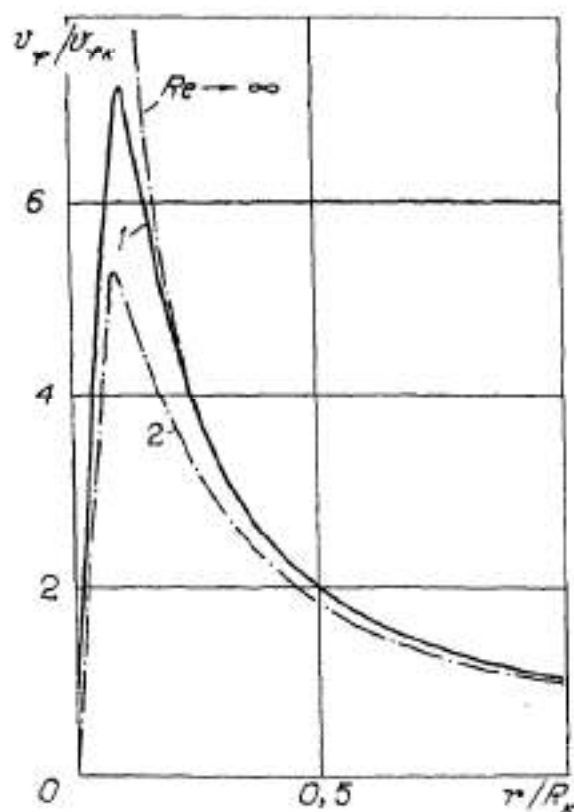


Рис. 6.9. Профили окружных скоростей в плоской и гиперболической вихревой камерах, $\tilde{r}_1=0,1$: 1 - гиперболическая, $Re_r=30$; 2 - плоская, $Re_r=3$;

ками. Вихревая камера имела следующие параметры (см. рис. 6.8, а): $L_k=6$ см; $R_k=18$ см, $r_1=4$ см, $\tilde{r}_1=0,22$. Параметры завихрителя: $n=36$, $hL_k=3,1 \times 60$ мм; угол наклона щелей к радиусу камеры составлял $\alpha=90^\circ$. При изучении плоской камеры все геометрические параметры, кроме торцевых стенок, сохранялись. Тангенциальное число Рейнольдса $Re_{\varphi k} = \rho v_{\varphi k} R_k / \mu$ изменялось в диапазоне $(1,33-2,22) \cdot 10^5$, а число Россби составляло $Ro = G_k / (\rho v_{\varphi k} R_k^2) = 0,1$. Поля скоростей измеряли при помощи одноканального цилиндрического зонда $d_3=3$ мм с приемным отверстием $d_0=0,3$ мм; результаты экспериментов сопоставляли с измерениями статического давления на торце и

коррелировали с учетом возмущений, вносимых зондом. Учитывались также погрешности измерения, обусловленные кривизной линий тока в гиперболической камере [28].

Результаты измерений представлены на рис. 6.10, где Γ_k - расчетная циркуляция потока на входе в вихревую камеру. В гиперболической камере до радиуса выходного отверстия циркуляция по радиусу остается постоянной и равной значению на входе. Результаты опытов хорошо описываются расчетом. В плоской камере в области основного вихря течение значительно отличается от потенциального. Можно показать [28], что для исследуемой вихревой камеры ($Ro \approx 0,2$) влияние градиента радиальной скорости на распределение циркуляций будет пренебрежимо мало. Сильное торможение потока в плоских камерах объясняется перетечками газа по торцевой стенке. В гипербо-

6.4. Вихревая камера с дисперсной фазой

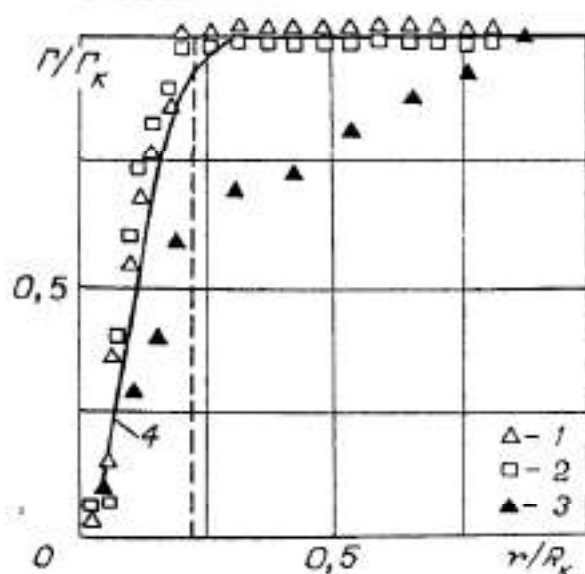


Рис. 6.10. Профили циркуляций в вихревой камере. Гиперболическая: 1 — $G_k = 0,09$ кг/с; 2 — 0,15; 4 — расчет по (6.19) при $Re_T = 23$. Плоская: 3 — $G_k = 0,15$ кг/с

торцевых пограничных слоев в камерах с гиперболическими крышками.

лической камере, как это следует из рис. 6.10, вращение потока происходит в этой зоне практически без потерь момента количества движения из-за значительно меньшего влияния торцевых пограничных слоев. Поскольку условия на периферии этих камер одинаковы, то в них должны были развиваться одинаковые торцевые слои. Вероятно, в гиперболической камере из-за криволинейности стенок происходил отрыв пограничных слоев. Однако для подтверждения этого необходимы дальнейшие детальные измерения

6.4. Аэродинамика вихревой камеры при наличии дисперсной фазы

Известно, что при введении дисперсного материала в вихревую камеру сопротивление ее уменьшается. Исследование аэродинамики таких камер показало [92, 118, 173], что с увеличением концентрации твердой фазы уровень окружных скоростей снижался. Авторы объясняют это различными факторами, среди которых указывается уменьшение интенсивности турбулентности за счет присутствия твердой фазы, дополнительные затраты энергии на вращение частиц и др.

Для выявления особенностей воздействия дисперсной фазы на аэродинамику вихревой камеры проведены эксперименты в камере с гиперболическими торцевыми крышками (см. рис. 6.8, б) и геометрическими параметрами, полностью соответствовавшими параметрам камеры при исследовании однофазного режима течения, результаты которого изложены в предыдущем разделе. Бы-

ли измерены поля давления и скоростей газового потока при наличии твердой фазы, аэродинамическое сопротивление аппарата и скорость вращения твердой фазы. Последняя измерялась методом стробоскопической визуализации и с помощью контрольного флажка, помещенного во вращающийся слой [79]. Зонд в процессе экспериментов периодически продувался сжатым воздухом. В опытах использовали частицы нефракционированного речного песка плотностью $\rho_s = 1,9 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$ с $d_{50} = 2 \text{ мм}$. Частицы песка были несферичны и имели острые края и выступы, однако их размеры по трем взаимно перпендикулярным осям были близки между собой.

Методика проведения экспериментов была следующей. В камеру засыпалась навеска песка массой m_0 , после чего в нее подавался закрученный поток воздуха. При вращении песка часть частиц выбрасывалась из камеры и через некоторое время масса слоя стабилизировалась (рис. 6.11). Из рисунка видно, что изменение первоначальной загрузки m_0 практически не влияет на массу вращающегося слоя частиц, а с увеличением расхода газа масса вращающихся частиц также возрастает.

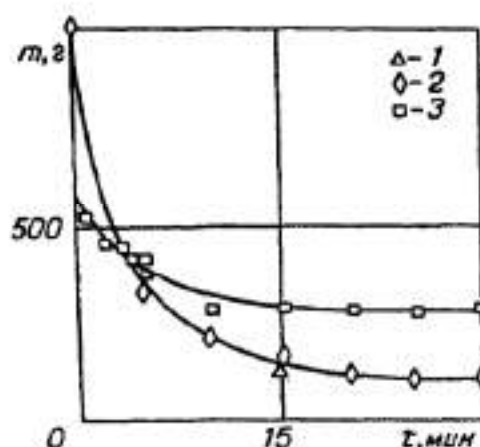


Рис. 6.11. Изменение во времени массы вращающихся частиц.
1- $G_K = 150 \text{ г/с}$, $m_0 = 1000 \text{ г}$;
2- $G_K = 150 \text{ г/с}$, $m_0 = 500 \text{ г}$;
3- $G_K = 250 \text{ г/с}$, $m_0 = 1000 \text{ г}$

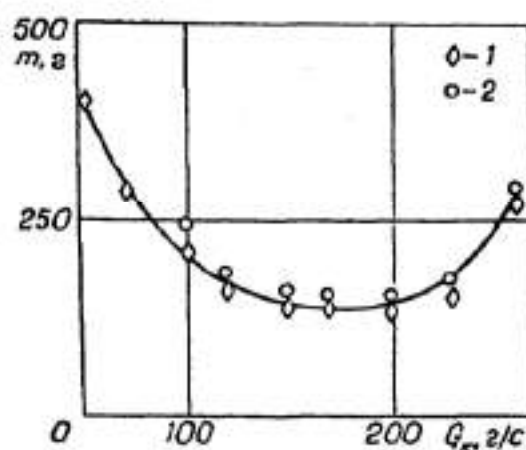


Рис. 6.12. Масса удерживаемого песка в камере. 1 - $m_0 = 1000 \text{ г}$;
2 - $m_0 = 500 \text{ г}$

6.4. Вихревая камера с дисперсной фазой

В широком диапазоне изменения расходов газа через камеру зависимость массы удерживаемого слоя в стационарном режиме имеет сложный вид (рис. 6.12). При малых значениях расхода $G_K < 120$ г/с масса остающихся частиц в камере с увеличением расхода уменьшается, что объясняется слабым вовлечением их во вращение. Этот режим нестационарен и характеризуется периодическим образованием завалов в центре камеры и наличием спиралевидных медленно вращающихся скоплений частиц на нижнем торце.

В диапазоне расходов $G_K = 150 \div 200$ г/с происходит формирование слоя частиц. Основная масса вращающихся частиц в этом случае располагается на нижнем торце и у части боковой поверхности в виде неплотного и нестационарного слоя. При $G_K \geq 200$ г/с центробежные силы становятся существенными, приводя к устойчивости слоя частиц; снижается при этом и вынос их из камеры. Характерно, что значение начальной загрузки m_0 на массу удерживаемого слоя влияния не оказывают.

Измерение окружных скоростей газа в камере при отсутствии слоя и при его наличии (рис. 6.13) показало, что введение небольшой массы частиц ($m = 150$ г) приводит к существенному (примерно в 2 раза) снижению окружных скоростей. Это, в свою очередь, обуславливает снижение аэродинамического сопротивления вихревого аппарата (рис. 6.14). Особенно сильное изменение сопротивления по сравнению с однофазным режимом наблюдается при небольших нагрузках ($m = 100 \div 200$ г), а затем увеличение слоя сказывается незначительно. Причем, и это важно с практической точки зрения, введение частиц в камеру в зависимости от расходных соотношений снижает ее сопротивление в 3-5 раз.

Результаты опытов, обработанные в виде Γ/Γ_K по радиусу камеры, представлены на рис. 6.15. С введением дисперсной фазы вид зависимости Γ/Γ_K существенно изменяется. Во-первых, за счет снижения коэффициента сохранения скорости $v_{фк}/v_{фрасч}$ общий уровень циркуляций в камере значительно ниже, чем при однофазном течении. В зоне III (см. рис. 6.8, б), где располагается вращающийся слой, циркуляция потока при продвижении к центру падает. В области II, свободной от частиц, как и при однофазном течении, вращение потока происходит с постоянной циркуляцией, и в зоне выходного отверстия газ вращается по закону, близкому к $\Gamma/r^2 \approx \text{const.}$ Подобный характер имеют и опытные данные [118], полученные

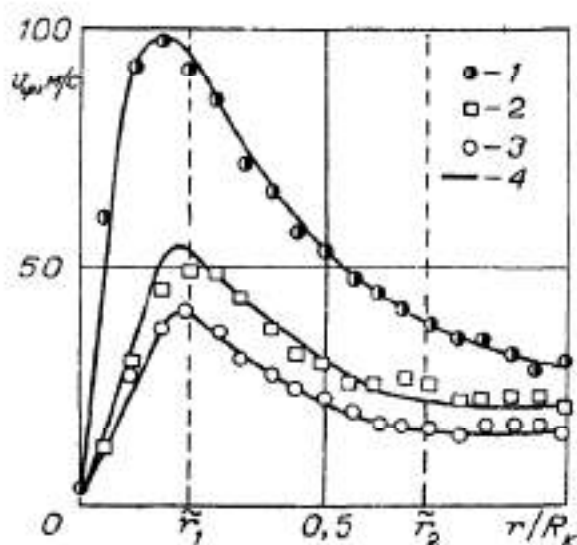


Рис. 6.13. Распределение окружной компоненты скорости по радиусу камеры. 1, 2 - $G_K = 0,2$ кг/с; 3 - $G_K = 0,15$ кг/с; 1 - без частиц; 2, 3 - с частицами; 4 - расчет по формуле (6.31)

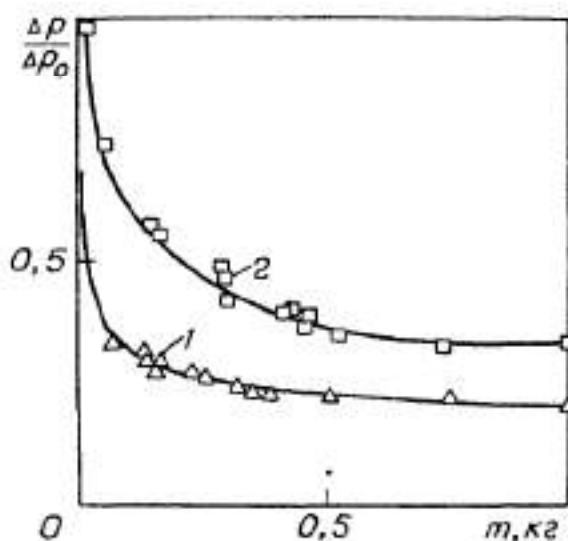


Рис. 6.14. Влияние массы вращающегося слоя m на аэродинамическое сопротивление вихревой камеры. 1 - $G_K = 0,15$ кг/с; 2 - $G_K = 0,2$ кг/с

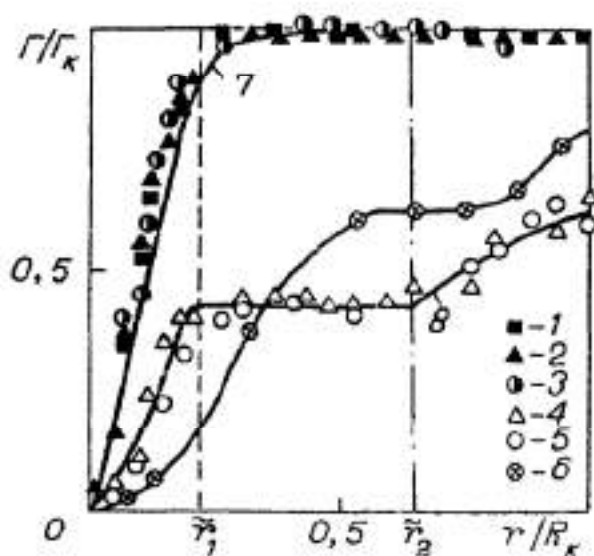


Рис. 6.15. Относительная циркуляция по радиусу камеры. 1-3 - однофазный режим, $G_K = 150, 200, 260$ г/с; 4, 5 - двухфазный режим, $G_K = 150$ и 200 г/с; 6 - опыты [118]; 7 - расчет однофазного режима (6.19); 8 - расчет по формулам (6.31) и (6.19)

6.4. Вихревая камера с дисперсной фазой

при продувках моделей циклонных топочных камер, несмотря на различие в геометрических и расходных характеристиках камер. Сокращение зоны потенциального течения в этих опытах обусловлено большим диаметром выходного отверстия $r_1/R_K \approx 0,5$.

Потерю циркуляции в области с вращающимся слоем можно объяснить торможением несущей фазы частицами, которые из-за взаимодействия со стенками имеют скорость меньшую, чем скорость газа. Измерения скоростей частиц показали, что их окружная скорость значительно ниже скорости газового потока. Так, при $m_0=150$ г/с и расходе через камеру $G_K=150$ г/с скорость частиц $v_{\phi s} \approx 0,9$ м/с, а при $G_K=200$ г/с $v_{\phi s} \approx 1$ м/с; при этом окружная скорость газа $v_{\phi K}$ на периферии камеры, где располагается слой, составляет 15 и 20 м/с соответственно. Большие относительные скорости обтекания частиц и обуславливают в данном случае интенсификацию процессов тепломассообмена между твердой фазой и закрученным потоком воздуха.

При проведении расчетного анализа весь объем вихревой камеры разбивается на три зоны (см. рис. 6.8, б). Рассмотрим течение в двухфазной зоне III. Для описания аэродинамики в ней воспользуемся моделью раздельного течения фаз [134]. Объемная концентрация частиц в экспериментах $\beta = V_s/(V_s+V_r)$, где V_s и V_r — объем твердой и газовой фаз, не превышала 0,01. Для таких малых β , по данным [57], взаимодействием между частицами можно пренебречь.

Запишем уравнения стационарного движения для газового потока и "газа" частиц, предположив, что трение, обусловленное градиентом скорости газовой фазы, пренебрежимо мало, а взаимодействие между фазами учитывается с помощью объемной силы F [134]. Уравнения для газового потока

$$\begin{aligned}(1-\beta)\left[\rho u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{\rho v_\phi^2}{r}\right] &= -\frac{\partial p}{\partial r} - F_r; \\ (1-\beta)\left[\rho u_r \frac{\partial v_\phi}{\partial r} + \frac{\rho u_r v_\phi}{r}\right] &= -F_\phi\end{aligned}\tag{6.26}$$

записаны при тех же предположениях, что и для однофазного режима течения, т.е. окружная скорость неизменна по высоте камеры ($\partial v_\phi / \partial x = 0$), отсутствуют пограничные слои и вторичные течения. Уравнения движения для твердой фазы в предположении ее континуума имеют вид

$$\begin{aligned} \rho_s \left[u_{rs} \frac{\partial u_{rs}}{\partial r} - \frac{v_{\varphi s}^2}{r} \right] &= F_r; \\ \rho_s \left[u_{rs} \frac{\partial v_{\varphi s}}{\partial r} + \frac{u_{rs} v_{\varphi s}}{r} \right] &= F_{\varphi}. \end{aligned} \quad (6.27)$$

Проведенные оценки показали, что в периферийной области камеры в рассматриваемых условиях ($\rho_s \gg \rho_0$ и $v_{\varphi} \ll v_{\varphi s}$) при взаимодействии фаз необходимо учитывать силы, вызванные не только сопротивлением радиальному стоку газа, но и градиентом давления по радиусу камеры. Тогда для монофракционного состава частиц в слое выражение для силы F_r запишется

$$F_r = fN = \frac{3}{8} \frac{\beta}{r_s} \rho_0 c_f (u_r - u_{rs})^2 + \beta \frac{\rho_0}{\rho_s} \frac{dp}{dr}, \quad (6.28)$$

где f — сила, действующая на одиночную частицу; N — число частиц в единице газового объема.

Анализ системы уравнений (6.27), (6.28) для конкретных условий эксперимента показал [27], что частицы в камере вращаются по орбитам значительно меньшим равновесных, а избыточный момент количества движения частиц гасится за счет их взаимодействия со стенками камеры.

Проанализируем влияние твердой фазы на динамику газообразной фазы. Из системы (6.26) для окружной компоненты скорости газа в зоне III следует

$$u_r \frac{\partial v_{\varphi}}{\partial r} - \frac{u_r v_{\varphi}}{r} = \frac{3}{4} c_f \frac{\beta}{(1-\beta)r_s} \frac{(v_{\varphi} - v_{\varphi s})^2}{2}. \quad (6.29)$$

Рассмотрим два предельных случая: течение с отсутствием скольжения фаз $v_{\varphi} \approx v_{\varphi s}$ и режим, когда $v_{\varphi} \gg v_{\varphi s}$. В первом случае частицы полностью следят за потоком и течение газа будет безвихревым ($\Gamma = \text{const}$). Во втором случае скорость движения частиц мала по сравнению со скоростью газа — такой режим имел место в проведенных экспериментах. Принимая $v_{\varphi} \gg v_{\varphi s}$, уравнение (6.29) можно упростить

$$\frac{d\Gamma}{dr} = K \frac{\Gamma^2}{ru_r}, \quad (6.30)$$

где $K = (3/8) c_f \alpha / r_s$, $\alpha = (\rho_s / \rho_0) \beta / (1-\beta)$ — средняя массовая концентрация. Для течения в гиперболической камере $u_r - u_{rk} = \text{const}$ из (6.30) имеем

$$\Gamma = \left[K \ln \frac{R_K}{r} + \frac{1}{\Gamma_K} \right]^{-1} \quad (6.31)$$

Для приближенного расчета распределения окружных скоростей в зонах I и II примем, что течение здесь подобно динамике гиперболической камеры радиусом r_2 с входной циркуляцией Γ_2 при однофазном режиме течения и может быть рассчитано по формулам (6.19). Расчетный профиль циркуляций для всех зон течения сопоставляется с экспериментом на рис. 6.15. Как видно, результаты расчета правильно отражают эксперимент.

6.5. Тепломассообмен при вихревом обезвоживании дисперсных материалов

Рассмотрим процесс испарения жидкости с частиц, вращающихся в вихревой камере, в случае, когда влага является поверхностной, что имеет место, например, при сушке строительных песков. В более общем случае, когда влага находится вну-

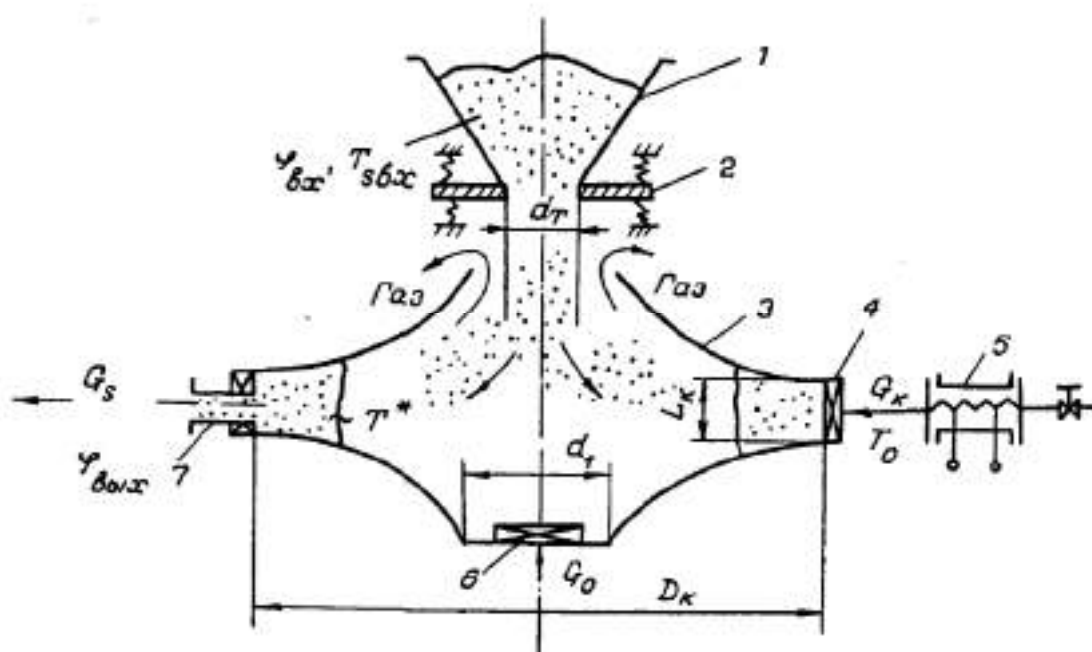


Рис. 6.16. Схема установки для обезвоживания дисперсных материалов. 1 - бункер для частиц; 2 - вибростол; 3 - торцевая крышка; 4 - направляющий аппарат; 5 - нагреватель; 6 - торцевой завихритель; 7 - патрубок вывода частиц

три материала, кроме уравнений переноса в газовой фазе необходимо привлекать уравнение диффузии в самой частице.

Схема рассматриваемой задачи выглядит следующим образом (рис. 6.16): газ-теплоноситель с расходом G_K и температурой T_0 подается в вихревую камеру; твердая монодисперсная фаза подается по центру аппарата, вовлекается во вращение и центробежными силами выбрасывается из камеры через отводящие патрубки. Такая схема организации процесса является наиболее технологичной и эффективной [6, 16, 155, 172, 173].

Частицы на входе в аппарат имеют температуру $T_{свх}$ а на выходе из слоя T^* ; производительность аппарата по сухому продукту G_S . Массовое содержание влаги в исходном материале и после пропускания его через аппарат равно соответственно $\phi_{вх}$ и $\phi_{вых}$ и определяется как соотношение расходов влаги и твердого материала $\phi = G_B / G_S$.

Баланс энергии при испарении жидкости с частицы описывается уравнениями (4.32), (4.33). В качестве законов тепло-массообмена при испарении жидкости с поверхности, как это показано в [17, 201], могут быть использованы зависимости, справедливые при обтекании "сухой" стенки. Тогда в пренебрежении влиянием поперечного потока вещества выражение для числа Нуссельта описывается формулой (4.29). Число Рейнольдса в (4.29) необходимо рассчитывать по полной относительной скорости обтекания и диаметру частицы $Re_s = \rho \Delta v_\Sigma d_s / \mu$, где

$$\Delta v_\Sigma = \sqrt{(v_\phi - v_{\phi s})^2 + (u_r - u_{rs})^2 + (\omega_x - \omega_{xs})^2}.$$

Как показали эксперименты по гидродинамике вращающегося слоя в камере, представленные в § 6.4, можно принять $\Delta v_\Sigma \approx v_\phi$.

Приведенные оценки показали, что изменение внутренней тепловой энергии частиц при интенсивном испарении значительно меньше теплоты, идущей на испарение, $dQ_{вн}/dQ_{исп} \ll 1$. В расчетах полагалось, что частицы быстро прогревались и градиент температуры по их радиусу был равен нулю: это имеет место при $Bi = \alpha d_s / \lambda_s < 0,1$. С учетом этих допущений соотношение (4.33) представим в виде

$$j_{ст} = (T_0 - T^*) \lambda Nu / (Q_s d_s), \quad (6.32)$$

где $j_{ст} = \rho_s \omega_s$ - поперечный поток пара на стенке; Q_s - удельная теплота парообразования.

6.5. Вихревое обезвоживание дисперсных материалов

Зависимость (6.32) представляет собой уравнение энергии при адиабатическом испарении жидкости с поверхности тела. В этом случае энергия, подводимая к частице конвекцией, полностью идет на фазовый переход. Задача о тепломассообмене в адиабатических условиях решена в [17], где было установлено, что температура T^* влаги, испаряющейся с поверхности, не зависит от режима обтекания, формы тела, скорости газа и других факторов, а определяется только значением температуры T_0 и концентрацией пара $(K_p)_0$ в обтекающем газе. Для расчета интенсивности испарения неизвестная в (6.32) величина T^* может быть найдена по заданным T_0 и $(K_p)_0$ из номограмм работы [17]. Таким же образом решается задача и для более сложных условий теплового взаимодействия фаз, когда имеется еще кондуктивный или радиационный теплоприток к поверхности частицы. Абсолютная потеря влаги в аппарате определяется по формуле

$$\Delta \varphi = \varphi_{\text{вх}} - \varphi_{\text{вых}} = \sum_{i=1}^n \frac{6 \dot{v}_{\text{ст}i} t}{d_{\text{с}i} \rho_{\text{с}}} \quad (6.33)$$

где $d_{\text{с}i}$ — диаметр частицы i -й фракции; t — время пребывания частиц в аппарате. Используя формулы (6.32), (6.33), можно достаточно просто рассчитать интенсивность поперечного потока вещества, степень обезвоживания за счет испарения для частиц различных материалов и размеров [146]. Влияние скоростного отставания частиц Δv_{Σ} на массоперенос иллюстрирует рис. 6.17; расчет проведен для сферических монодисперсных частиц $d_{\text{с}} = 0,3$ мм кварцевого песка. Скорость скольжения отнесена к скорости витания ($v_{\text{вит}} \approx 1,9$ м/с), а поперечный поток — к соответствующему значению при витании частицы.

Как видно, увеличение скорости скольжения фаз относительно

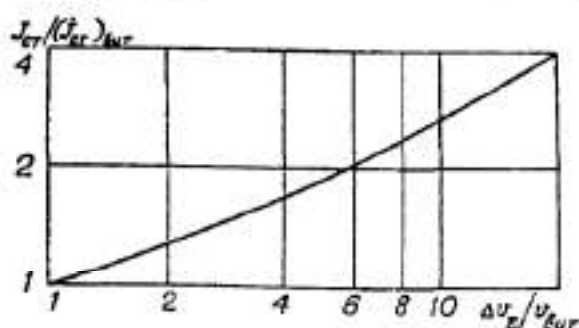


Рис. 6.17. Влияние скорости скольжения фаз на массоперенос

скорости витания на порядок и более, что вполне достижимо в реальных аппаратах, приводит к увеличению массоотдачи в 2÷4 раза.

При расчетах реальных процессов сушки в вихревых камерах необходимо учитывать изменение температуры воздуха и частиц, а также их влажности по толщине вра-

щающегося слоя. Эти параметры и, особенно, увеличение влажности воздуха могут существенно сказываться на тепломассообмене [17, 146]. Поэтому тепломассообмен в слое частиц необходимо рассчитывать методом последовательных приближений. Вычислительная процедура не представляет принципиальных затруднений и может быть заимствована из методик расчета дисперсных систем при встречном движении фаз [57, 155].

Экспериментальное исследование процесса сушки дисперсных материалов проведено на установке, принципиальная схема которой изображена на рис. 6.16. Температуру поступающего в камеру воздуха можно было регулировать в пределах $T_0 = 15 \div 100^\circ\text{C}$ при помощи нагрева его омическим нагревателем мощностью 100 кВт. Ввод влажного материала в камеру осуществлялся через патрубок $d_1 = 30$ мм с коническим бункером 1 (см. рис. 6.16). Бункер был установлен на вибростоле 2, колеблющемся с частотой $f \sim 200$ Гц и амплитудой $0,5 \div 2$ мм. Высушенный материал выводился из камеры через три патрубка 7 диаметром 20 мм. Для предотвращения слеживаемости материала и "завалов" в центре нижней крышки был установлен торцевой завихритель 6. Расход газа через него был небольшим $G_0/G_K < 0,1$, и он практически не влиял на аэродинамику камеры в целом. В опытах использовался формовочный песок 2К-0315 с диаметром частиц $d_{50} = 0,3$ мм; расход его составлял $10 \div 50$ г/с. Начальная влажность песка достигала $\varphi_{вх} \approx 0,25$.

В процессе эксперимента измеряли расход воздуха и песка, температуру воздуха и песка на входе и выходе вихревой камеры, влажность песка до и после пропускa через аппарат. Время пребывания частиц в камере измеряли двумя способами - с помощью введения окрашенных частиц и методом отсечки, когда внезапно прекращалось поступление частиц на входе и измерялось время опорожнения аппарата. Эти методы дали близкие результаты; для условий проводимых экспериментов ($G_K = 0,25$ кг/с; $G_g \approx 0,02$ кг/с) время пребывания составило $t \approx 3$ с.

Проведенные измерения параметров процесса обезвоживания позволили составить элементарный тепловой баланс в вихревой камере

$$G_K c_p (T_0 - T_{\text{овых}}) + G_g c_{pg} (T_{\text{свх}} - T^*) = G_g \Delta \varphi_{\text{исп}} Q_g, \quad (6.34)$$

где $T_{\text{овых}}$ - температура воздуха на выходе из камеры.

6.5. Вихревое обезвоживание дисперсных материалов

Используя соотношение (6.34), можно определить экспериментальное значение количества испарившейся влаги за время пребывания частиц в камере. Зависимость отношения испарившейся влаги $\Delta\varphi_{\text{исп}}$ к содержанию влаги в исходном материале $\varphi_{\text{вх}}$ от температуры воздуха в камере представлена на рис. 6.18; средняя начальная влажность песка в этих экспериментах составляла 0,15. Влажность песка на выходе из аппарата в этих экспериментах была близкой к нулю, поэтому в первом приближении можно считать, что вся влага с подаваемого материала в камеру удаляется испарением и гидродинамическим сдуванием $\varphi_{\text{вх}} = \Delta\varphi_{\text{исп}} + \Delta\varphi_{\text{гидр}}$. При малых температурах, как видно из рис. 6.18, количество испаряемой влаги невелико, и поверхностная влага с частицы в основном, сдувается газовым потоком. Так, при $T_0 = 15^\circ\text{C}$ количество испаряемой влаги

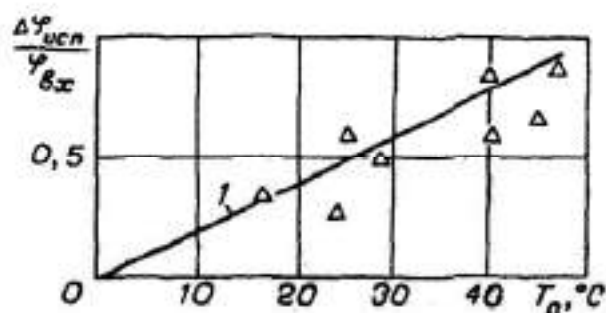


Рис. 6.18. Интенсивность испарения влаги во вращающемся слое

составляет только четвертую часть от всей удаленной влаги ($\Delta\varphi_{\text{исп}}/\varphi_{\text{вх}} \approx 0,25$). С увеличением температуры доля испаряемой влаги возрастает и при $T_0 \approx 50^\circ\text{C}$ вся влага переходит в пар. Поскольку соотношение (6.34) отражает тепловой баланс для камеры в целом, остается открытым вопрос, каким образом происходит процесс парообразования — целиком

на поверхности частицы или при испарении капель жидкости, гидродинамически удаленных с частицы.

Линия 1 на рис. 6.18 построена по результатам расчета испарения влаги при помощи изложенной методики. Расчет проведен для среднего размера частиц $d_s = 0,3$ мм и на начальной влажности $\varphi_{\text{вх}} = 0,15$. Учитывалось также, что влажность и температура воздуха за счет тепломассообмена с частицами по толщине слоя изменяется. Как видно, расчетная кривая верно отражает эксперимент; большой разброс данных объясняется погрешностями при описании теплового баланса в опытах.

Экспериментальные данные по эффективности сушки песка (рис. 6.19) показывают, что в вихревой камере удастся снять большое количество влаги за один пропуск песка ($\Delta\varphi \approx 15\div 20\%$),

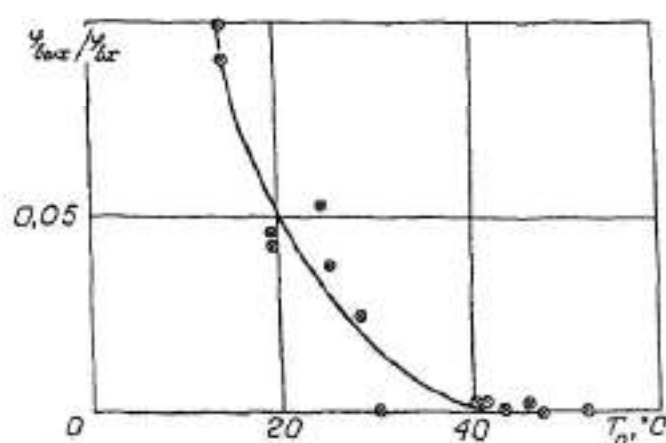


Рис. 6.19. Эффективность процесса обезвоживания частиц в вихревой камере

причем содержание влаги на выходе незначительно и не превышает $0,5 \div 1 \%$, а при температуре $T_0 > 40^\circ\text{C}$ влажность материала на выходе практически равна нулю. Проведенные исследования свидетельствуют о том, что вихревые камеры могут быть весьма эффективны для процессов глубокого обезвоживания дисперсных материалов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г.Н. Теория центробежной форсунки // Промышленная аэродинамика. М.: БНТ ЦАГИ. 1944. С. 18-26.
2. Алимов Р.З. Гидравлическое сопротивление и тепломассообмен в закрученном потоке // Теплоэнергетика. 1965. № 3. С. 81-85.
3. А.с. 216618 СССР, МКИ⁵ В 01 d. Вихревая камера для проведения процессов тепломассообмена / В.И.Кислых // Открытия. Изобретения. 1968. № 15.
4. А.с. 822069 СССР, МКИ³ G 01 R 23/16. Спектроанализатор / В.И.Титков // Открытия. Изобретения. 1981. № 14.
5. А.с. 975098 СССР, МКИ³ В 04 С 3/06. Вихревой пылеуловитель / В.И.Багрянцев, Э.П.Волчков, Н.И.Заборовский, В.И.Терехов // Открытия. Изобретения. 1982. № 43.
6. А.с. 1035369 СССР, МКИ³ F 26 В 17/10. Вихревая сушилка / В.И.Багрянцев, Э.П.Волчков, А.П.Кардаш и др. // Открытия. Изобретения. 1983. № 30.
7. А.с. 1209319 СССР, МКИ⁴ В 07 В 4/08, В 04 С 3/06. Вихревой классификатор порошковых материалов / В.И.Багрянцев, Э.П.Волчков, Н.И.Заборовский, В.И.Терехов // Открытия. Изобретения. 1986. № 5.
8. Аэродинамика закрученной струи / Р.Б.Ахмедов, Т.Б.Балагула, Ф.К.Рашидов, А.Ю.Сакаев. М.: Энергия. 1977. 240 с.
9. Багрянцев В.И., Волчков Э.П., Терехов В.И. Исследование аэродинамики вихревой камеры с центральной струей. - Тр. Всесоюз. совещ. по математическому моделированию и управлению высокотемпературными процессами в циклонных и вихревых устройствах. Одесса. 1980. С. 148-150.
10. Багрянцев В.И., Кислых В.И. Нарушение разделения мелких частиц в вихревой камере // Изв. СО АН СССР. 1980. № 3. Сер. техн. наук. Вып. 1. С. 23-29.
11. Багрянцев В.И., Терехов В.И. Исследование характеристик вихревого прямооточного пылеотделителя // Изв. СО АН СССР. 1985. № 4. Сер. техн. наук. Вып. 1. С. 87-93.
12. Багрянцев В.И., Терехов В.И. О фракционном разделении порошков в закрученном потоке газа // ТОХТ. 1985. Т. 19, № 3. С. 384-389.
13. Бармин И.В., Каторгин Б.И., Солонин В.И. Поля концентраций разнородных газов в вихревой камере // Тр. МВТУ. 1971. № 144. С. 77-80.

14. Башкатов М.В., Гольдштик М.А., Кузьмин Г.А. Вихревой бланкет // Вихревая термоизоляция плазмы. Новосибирск. 1979. С. 5-28.
15. Берд Р., Стюарт Б., Лайтфут Е. Явления переноса. М.: Химия. 1974. 687 с.
16. Бородуля В.А., Подберезский А.И., Журавский Г.И. Массообмен в центробежном псевдооживленном слое // Тепло- и массоперенос: от теории к практике. Минск. 1984. С.31-34.
17. Бояршинов Б.В., Волчков Э.П., Терехов В.И. Конвективный тепломассообмен при испарении жидкости в газовый поток // Изв. СО АН СССР. 1985. № 16. Сер. техн. наук. Вып. 3. С. 13-22.
18. Бусройд Р. Течение газа со взвешенными частицами. М.: Мир, 1975. 384 с.
19. Бухман М.А., Устименко Б.П. Исследование осредненных и пульсационных характеристик течения в циклонной камере // Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Алма-Ата. 1969. Вып. 5. С. 95-105.
20. Бэкшелл, Лэндис. Распределение скорости в пограничном слое для турбулентного закрученного потока в трубе // Теор. основы инж. расчетов. 1969. Т. 91. Сер. Д. № 4. С. 174-179.
21. Бэтчелор Дж. Введение в динамику жидкости. М.: Мир. 1973. 760 с.
22. Васильев О.Ф. Основы механики винтовых и циркуляционных потоков. М.-Л.: Госэнергоиздат. 1958. 144 с.
23. Владимиров В.А. Формирование вихревых шнуров из восходящих потоков над испаряющейся жидкостью // ДАН СССР. 1977. Т. 236, № 2. С. 316-318.
24. Волчков Э.П., Дворников Н.А., Терехов В.И. Аэродинамика закрученной пристенной струи в спутном потоке // ПМТФ. 1987. № 6. С. 67-74.
25. Волчков Э.П., Дворников Н.А., Терехов В.И. К расчету закрученной газовой завесы в цилиндрическом канале // ПМТФ. 1986. № 4. С. 59-68.
26. Волчков Э.П., Дворников Н.А., Терехов В.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое закрученного потока. Новосибирск: 1983. 46 с. (Препринт / АН СССР, Сиб. отд-ние. Ин-т теплофизики. № 107-83).

ЛИТЕРАТУРА

27. Волчков Э.П., Кардаш А.П., Терехов В.И. Гидродинамика вихревой гиперболической камеры при наличии твердой фазы // Изв. СО АН СССР. 1984. № 10. Сер. техн. наук. Вып. 2. С. 90-98.
28. Волчков Э.П., Кардаш А.П., Терехов В.И. Гидродинамика вихревой камеры с гиперболическими торцевыми крышками // Изв. СО АН СССР. 1981. № 13. Сер. техн. наук. Вып. 3. С. 33-41.
29. Волчков Э.П., Кислых В.И., Смутьский И.И. Экспериментальное исследование аэродинамики вихревой камеры с торцевым вдувом. // Структура пристенного пограничного слоя (вынужденное течение, тепловая конвекция). Новосибирск. 1978. С. 101-126.
30. Волчков Э.П., Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Взаимодействие затопленной турбулентной струи с твердой стенкой // ПМТФ. 1960. № 2. С. 53-60.
31. Волчков Э.П., Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Влияние сжимаемости и неизотермичности газа на эффективность заградительного охлаждения // ПМТФ. 1966. № 4. С. 126-129.
32. Волчков Э.П., Лебедев В.П., Шишкин Н.Е. Экспериментальное исследование газовой завесы в трубе // Изв. СО АН СССР. 1983. № 3. Сер. техн. наук. Вып. 1. С. 25-29.
33. Волчков Э.П. Пристенные газовые завесы. Новосибирск: Наука. 1983. 240 с.
34. Волчков Э.П., Семенов С.В., Терехов В.И. Аэродинамика торцевого пограничного слоя в вихревой камере // ПМТФ. 1986. № 5. С. 117-129.
35. Волчков Э.П., Семенов С.В., Терехов В.И. О торцевом пограничном слое в вихревой камере // Структура вынужденных и термогравитационных течений. Новосибирск. 1983. С. 51-86.
36. Волчков Э.П., Сериков Л.В., Терехов В.И. Аэродинамика вихревой камеры при регулировании расхода газа на выходе // Изв. СО АН СССР. 1986. № 16. Сер. техн. наук. Вып. 3. С. 45-51.
37. Волчков Э.П., Сериков Л.В., Терехов В.И. О радиальной компоненте скорости в вихревой камере // Изв. СО АН СССР. 1985. № 10. Сер. техн. наук. Вып. 2. С. 17-21.

38. Волчков Э.П., Сериков Л.В., Терехов В.И. Экспериментальное исследование зон повышенной концентраций аэрозоля в вихревой камере // Процессы переноса в аппаратах энергохимических производств. Новосибирск. 1985. С. 111-125.
39. Волчков Э.П., Смутьский И.И. Аэродинамика вихревой камеры со вдувом по боковой поверхности. Экспериментальное исследование. Новосибирск, 1979. 30 с. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние. Ин-т теплофизики. № 38-79).
40. Волчков Э.П., Смутьский И.И. Аэродинамика вихревой камеры с торцевым и боковым вдувом // ТОХТ. 1983. Т. 17, № 2. С. 214-219.
41. Волчков Э.П., Спотарь С.Ю., Терехов В.И. Закрученная пристенная струя в цилиндрическом канале. Новосибирск, 1982. 42 с. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние. Ин-т теплофизики. № 84-82).
42. Волчков Э.П., Спотарь С.Ю., Терехов В.И. Массообмен на выгорающей поверхности в условиях закрученной газовой завесы // Структура пристенного пограничного слоя. Новосибирск. 1978. С. 64-80.
43. Волчков Э.П., Спотарь С.Ю., Терехов В.И. Турбулентные характеристики ограниченной закрученной струи // Пристенные струйные потоки. Новосибирск. 1984. С. 5-13.
44. Волчков Э.П., Спотарь С.Ю., Терехов В.И. Турбулентный массообмен в начальном участке трубы при закрутке потока // Тр. 6-й Всесоюз. конф. по тепломассообмену. Минск. 1980. Т. 1, ч. 3. С. 48-59.
45. Волчков Э.П., Терехов В.И., Ткач Ю.Н. Экспериментальное исследование смешения присосевой струи с периферийным потоком в вихревой камере. Новосибирск. 1985. 42 с. (Препринт / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т теплофизики. № 124-85).
46. Волчков Э.П., Терехов В.И., Ткач Ю.Н. Экспериментальное моделирование процесса стабилизации плазменной струи газовым вихрем // Материалы 9-й Всесоюзн. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы. Фрунзе. 1983. С. 92-93.
47. Вопросы механики вращающихся потоков и интенсификация теплообмена в ЯЭУ / Ф.Т.Каменьщиков, В.А.Решетов, А.А.Рябов и др. М.: Энергоатомиздат, 1984. 176 с.

ЛИТЕРАТУРА

48. Булис Л.А., Михайлов П.М. Об аэродинамике циклонной топочной камеры // Теплоэнергетика. 1954. № 9. С. 3-10.
49. Вышенский В.В., Кочетков О.П. Экспериментальное исследование смещения вихревых потоков в циклонной камере // Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. 1971. Вып. 7. С. 137-141.
50. Гинзбург И.П. Теория сопротивления и теплоотдачи. Л.: Изд-во ЛГУ. 1970. 376 с.
51. Гиршфельдер Д., Кертисс Ч., Берд Р. Молекулярная теория газов и жидкостей. М.: Изд-во иностр. лит-ры. 1961. 929 с.
52. Гольдштик М.А. Вихревые потоки. Новосибирск: Наука, 1981. 366 с.
53. Гольдштик М.А. К теории эффекта Ранка // Изв. АН СССР. Механика и машиностроение. 1963. № 1. С. 132-137.
54. Гольдштик М.А., Леонтьев А.К., Палеев И.И. Аэродинамика вихревой камеры // Теплоэнергетика. 1961. № 2. С. 40-45.
55. Гольдштик М.А., Леонтьев А.К., Палеев И.И. Движение мелких частиц в закрученном потоке // ИФЖ. 1960. Т. 3, № 2. С. 17-24.
56. Гольдштик М.А., Сорокин В.Н. О движении частицы в вихревой камере // ПМТФ. 1968. № 6. С. 149-152.
57. Горбис З.Р. Теплообмен и гидродинамика дисперсных сквозных потоков. М.: Энергия. 1970. 424 с.
58. Горелов Г.И., Жирнов А.А. Вихревая камера сгорания с профилированными торцевыми стенками // Изв. СО АН СССР. 1981. № 3. Сер. техн. наук. Вып. 1. С. 29-32.
59. Гостинцев Ю.А. Тепломассообмен и гидравлическое сопротивление при течении по трубе вращающейся жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1968. № 5. С. 115-119.
60. Гринспен Х.П. Теория вращающихся жидкостей. Л.: Гидрометеиздат, 1975. 304 с.
61. Гродзовский Г.Л. О движении мелких частиц в газовом потоке // Ученые записки ЦАГИ. Вып. 1755. 1974. Т. 5, № 2. С. 80-90.
62. Дворников Н.А., Лебедев В.П., Шишкин Н.Е. Закрученная газовая завеса в цилиндрическом канале // Структура пристенного пограничного слоя. Новосибирск. 1978. С. 81-100.

63. Дворников Н.А. Процесс турбулентного переноса тепла в закрученной пристенной струе // Современные проблемы теплофизики. Новосибирск. 1984. С. 76-82.
64. Дворников Н.А., Спотарь С.Ю. Тепломассообмен в пристенной закрученной струе // Газодинамика и теплообмен в конденсированных средах. Новосибирск. 1981. С. 59-64.
65. Дворников Н.А., Терехов В.И. Динамика и тепломассообмен частиц в вихревой камере с приосевым плазменным шнуром // Изв. СО АН СССР. 1983. № 8. Сер. техн. наук. Вып. 2. С. 74-82.
66. Дворников Н.А., Терехов В.И. О переносе импульса и тепла в турбулентном пограничном слое на криволинейной поверхности // ПМТФ. 1984. № 3. С. 53-61.
67. Деветерикова М.И., Михайлов П.М. К вопросу о влиянии торцевых перетечек на аэродинамику вихревой камеры // Тр. ЛПИ. № 297. 1968. С. 52-55.
68. Деветерикова М.И., Михайлов П.М. О влиянии геометрии вихревой камеры на торцевые перетечки // Тр. ЛПИ. № 310. 1969. С. 122-132.
69. Делягин Г.Н. Конвективный теплообмен в завихренном потоке под давлением // Тепло- и массоперенос. Минск, 1963. Т. 3. С. 382-389.
70. Джейкомис В.Н., Огейн Х.Д. Гидродинамические характеристики ядерных реакторов с коллоидной активной зоной // Вопросы ракетной техники. 1971. № 9. С. 44-51.
71. Добринский Э.К., Урюков Б.А., Фридберг А.Э. Исследование стабилизации плазменной струи газовым вихрем // Изв. СО АН СССР. 1979. № 8. Сер. техн. наук. Вып. 2. С. 42-49.
72. Дорфман Л.А. Гидродинамическое сопротивление и теплоотдача вращающихся тел. М.: Физматгиз. 1960. 260 с.
73. Дубнищев Ю.Н., Ринкевичус Б.С. Методы лазерной доплеровской анемометрии. М.: Наука, 1982. 304 с.
74. Дюррани Т., Грэйтид К. Лазерные системы в гидродинамических измерениях. М.: Энергия. 1980. 337 с.
75. Ермолин В.К. Интенсификация конвективного теплообмена в трубе в условиях закрученного потока с постоянным по длине шагом // ИФЖ. 1960. Т. 3, № 11. С. 52-57.
76. Зозуля Н.В., Шкуратов Н.Я. Влияние спиральных вставок на теплоотдачу при движении вязкой жидкости внутри трубы // Теплофизика и теплотехника. Киев, 1964. С. 55-56.

77. Ибрагимов И.И., Устименко Б.П. Исследование аэродинамики закрученной струи, развивающейся вдоль цилиндрической стенки в спутном потоке // Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Алма-Ата, 1965. Вып. 2. С. 165-172.
78. Ибрагимов М.Х., Намофилов Е.В., Субботин В.И. Теплоотдача и гидродинамическое сопротивление при винтовом движении жидкости в трубе // Теплоэнергетика. 1961. № 7. С. 57-60.
79. Иванов Ю.В., Кацнельсон Б.Д., Павлов В.А. Аэродинамика вихревой камеры // Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах. М.-Л. 1958. С. 100-114.
80. Исследование аэродинамики вихревой камеры лазерным доплеровским измерителем скорости / В.И.Багрянцев, Э.П.Волчков, В.И.Терехов и др. // Вихревой эффект и его промышленное применение. Куйбышев, 1981. С. 286-291.
81. Использование лазерного доплеровского анемометра для исследования течения в вихревой камере / В.И. Багрянцев, Э.П.Волчков, С.В.Семенов и др. // Автометрия. 1982. № 3. С. 66-73.
82. Исследование течения в вихревой камере лазерным доплеровским измерителем скорости / В.И.Багрянцев, Э.П.Волчков, В.И.Терехов и др. Новосибирск, 1980. 22 с. (Препринт/АН СССР, Сиб. отд-ние. Ин-т теплофизики. № 55-80).
83. Кайданик А.Н. Поля температур в вихревой цилиндрической камере // Теплофизические исследования. Новосибирск, 1977. С. 119-123.
84. Калмыков А.В. Современное состояние теории центробежного пылеотделения // Аэродинамика, тепло- и массообмен в дисперсных потоках. М.: Наука, 1967. С. 80-87.
85. Карлсон, Хоглунд. Сопротивление и теплопередача частиц в соплах ракетных двигателей // РТ и К. 1963. № 11. С. 104-109.
86. Кикоин А.К., Кикоин И.К. Молекулярная физика. М.: Наука. 1976. 480 с.
87. Кикуяма К., Мураками М., Нисибори К. Развитие трехмерного турбулентного пограничного слоя в трубе, вращающейся вокруг своей оси // Теор. основы инж. расчетов. 1983. Т. 105. С. 107-114.

ЛИТЕРАТУРА

88. Кислых В.И., Валдинов Г.Р. Исследование характеристик вихревых камер с разрядом в приосевой области // Материалы 8-й Всесоюз. конф. по генераторам низкотемпературной плазмы, Новосибирск, 1980. Ч. 3. С. 53-56.
89. Кныш Ю.А., Лукачев С.В. Экспериментальное исследование вихревого генератора звука // Акустический журнал. 1977. Т. 23, вып. 5. С. 776-782.
90. Коваль В.П., Михайлов С.Л. Распределение скоростей и давления жидкости в вихревой камере // Теплоэнергетика, 1972. № 2. С. 25-28.
91. Кожухова Е.В., Титков В.И. Модуль АЩ-103 в стандарте КАМАК // Алгоритмические и аппаратные средства переработки информации. Новосибирск. 1981. С. 100-104.
92. Козулин Н.А., Ершов А.И. О влиянии твердой фазы на аэродинамику потока и сопротивление циклонных камер // Теплоэнергетика. 1962. № 1. С. 18-20.
93. Колесников А.В. Приближенный метод расчета пространственного пограничного слоя // Труды ЦАГИ. 1964. Вып. 940. С. 145-178.
94. Колесников Ю.Б., Сухович Е.П. Экспериментальное исследование турбулентных характеристик в осесимметричном закрученном течении // Изв. АН ЛатвССР, 1983. Сер. физ. и техн. наук. № 4. С. 72-78.
95. Коузов Н.А. Основы анализа дисперсного состава промышленных пылей и измельченных материалов. М.: Химия, 1971. 279 с.
96. Коузов Н.А. Очистка воздуха от пыли в циклонах. Л.: Изд-во Ленингр. ин-та охраны труда. 1974. 83 с.
97. Крейтц Ф. Конвективный теплообмен во вращающихся системах // Успехи теплопередачи. М.: Мир, 1971. С. 144-279.
98. Кузнецов Л.А., Сударев А.В. Теплоотдача закрученной струи воздуха при движении по внутренней поверхности цилиндра // Энергомашиностроение, 1968. № 1. С. 18-21.
99. Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Тепломассообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия. 1972. 344 с.
100. Кутателадзе С.С. Основы теории теплообмена. 5-е изд. доп. М.: Атомиздат, 1979. 415 с.
101. Лазерная анемометрия, дистанционная спектрометрия и интерферометрия / В.П.Клочков, Л.Ф.Козлов, И.В.Потыкевич, М.С.Соснин. Киев: Наукова думка, 1985. 760 с.

ЛИТЕРАТУРА

102. Лазерные доплеровские измерители скорости / Ю.Г.Василенко, Ю.Н.Дубнищев, В.П.Коронкевич и др. Новосибирск: Наука, 1975. 162 с.
103. Лебедев В.П., Шишкин Н.Е. Влияние толщины выходной кромки тангенциальной щели на эффективность закрученной завесы // Пристенные струйные потоки. Новосибирск, 1984. С. 14-20.
104. Левеллен В., Росс Д., Розенцвейг М. Бинарная диффузия в ограниченном вихре // РТ и К, 1966. № 3. С. 17-29.
105. Левеллен В., Росс Д., Розенцвейг М. Ограниченные вихревые течения при взаимодействии с пограничным слоем // РТ и К, 1964. № 12. С. 94-103.
106. Леонтьев А.К. О влиянии концентрации твердой фазы на движение газа в вихревой камере // Теплоэнергетика, 1962. № 5. С. 25-28.
107. Лилли. Обзор работ по горению в закрученных потоках // РТ и К. 1977. Т. 15, № 8. С. 12-31.
108. Лянэ Р.П., Иванов Ю.В. Развитие и перемешивание соосной струи в осесимметричном закрученном потоке // Изв. АН ЛатвССР, 1975. Сер. физ. и техн. наук. № 2. С. 57-63.
109. Лянэ Р.П. Развитие и перемешивание струи в соосном ограниченном закрученном потоке // Струйные течения в рабочих камерах и смесительных устройствах. Таллин, 1973. С. 94-124.
110. Ляховский Д.Н. Исследование аэродинамики циклонной камеры // Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1958. С. 114-150.
111. Медников Е.П. Турбулентный перенос и осаждение аэрозолей. М.: Наука, 1981. 176 с.
112. Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике. М.: Машиностроение. 1969. 183 с.
113. Мигай В.К., Голубев Л.К. Трение и теплообмен в турбулентном закрученном потоке с переменной круткой по длине // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1969. № 6. С. 141-145.
114. Мигай В.К. Трение и теплообмен в закрученном потоке внутри трубы // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1966. № 5. С. 143-151.

115. Милоевич Д. Расчет вихревого турбулентного течения. Белград, 1985. 32 с. (Препринт / Институт теплотехники и энергетики при Институте ядерных наук им. Б.Кидрича. IBK-1 E-492).
116. Мураками М., Кикуюма К. Турбулентное течение в трубах, вращающихся относительно своей оси // Теор. основы инж. расчетов, 1980. Т. 102, № 1. С. 218-224.
117. Нахапетян Е.А. Исследование изотермического потока на модели топочной камеры // Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах. М.; Л. Гос-техэнергоиздат. 1958. С. 150-165.
118. Нахапетян Е.А., Исаев С.И. О некоторых особенностях циклонного потока, несущего твердую взвесь // Тепло-энергетика. 1957. № 9. С. 32-37.
119. Никулин В.В. Исследование взаимодействия торнадоподобного вихря с твердыми границами // ПМТФ, 1980, № 1. С. 68-75.
120. Новиков И.И. Закономерности поступательно-вращательного движения жидкости // Измерительная техника, 1966. № 4. С. 15-20.
121. О теплоотдаче в трубе с разрушающимися стенками при течении вращающегося газа / Ю.А.Гостинцев, В.М.Зайцев, А.Д.Марголин и др. // Изв. АН СССР. МЖГ. 1967. № 5. С. 137-138.
122. Пирумов А.И. Аэродинамические основы инерционной сепарации пыли. М.: Энергия. 1974. 196 с.
123. Расчетное и экспериментальное исследование пристенной закрученной струи / Э.П.Волчков, Д.Милоевич, С.Ю.Спонтарь, В.И.Терехов // Процессы переноса в одно- и двухфазных средах. Новосибирск. 1986. С. 6-20.
124. Рейнольдс А.Дж. Турбулентные течения в инженерных приложениях. М.: Энергия, 1979. 408 с.
125. Репухов В.М. Тепловая защита стенки вдувом газа. Киев: Наукова думка. 1977. 216 с.
126. Розенцвейг М., Левеллен В., Керреброк Д. Возможность удержания делящегося вещества турбулентным вихрем в газовом реакторе ядерной ракеты // РТИК, 1961. № 7. С. 23-35.
127. Сабуров Э.Н. Аэродинамика и конвективный теплообмен в циклонных нагревательных устройствах. Л.: Изд-во ЛГУ. 1982. 240 с.

128. Сакипов З.Б. Теория и методы расчета полуограниченных струй и настильных факелов. Алма-Ата: Наука, 1978. 204 с.
129. Скотт, Раск. Турбулентная вязкость в закрученном потоке жидкости в кольцевом канале // Теорет. основы инж. расчетов, 1973. № 4. С. 147-149.
130. Смит. Экспериментальное изучение вихря в циклонном сепараторе // Техническая механика. 1962. № 4. С. 229-236.
131. Смитберг Е., Лэндис Ф. Трение и характеристики теплообмена при вынужденной конвекции в трубах с завихрителями // Тр. Амер. об-ва инж. мех. Теплопередача. 1964. Т. 86, № 1. С. 52-64.
132. Смутьский И.И. Об особенностях измерения скорости и давления в вихревой камере // Теплофизика и физическая гидродинамика. Новосибирск, 1978. С. 125-132.
133. Соболев В.С. Применение методов фотон-корреляционной спектроскопии для исследования потоков жидкостей и газов // Современные экспериментальные методы исследования процессов тепло- и массообмена: Материалы междунар. школы-семинара. Минск, 1981. Ч. 2. С. 51-63.
134. Соу С. Гидродинамика многофазных систем. М.: Мир, 1971. 536с.
135. Спотарь С.Ю. Пристенная закрученная струя в цилиндрическом канале // Гидродинамика одно- и двухфазных систем. Новосибирск. 1982. С. 5-9.
136. Справочник по индивидуальным свойствам углеводородов / Под ред. В.М.Татевского. М.: Госэнергоиздат. 1960. 278с.
137. Страус В. Промышленная очистка газов. М.: Химия, 1981. 616 с.
138. Стуров Г.Е. О методике измерений в трехмерных турбулентных потоках с помощью термоанемометра // Динамика сплошной среды. Новосибирск, 1971. Вып.8. С.183-188.
139. Сударев А.В. Исследование аэродинамики закрученного потока воздуха при течении внутри трубы // Тр.ЛКИ, 1967. Вып.57. С.121-130.
140. Сухович Е.П. Аэродинамика вихревой камеры // Изв.АН Латв.ССР, 1969. Сер.физ. и техн. наук, №4. С. 78-88.
141. Сухович Е.П. Конвективный теплообмен при турбулентном смешении ограниченных коаксиальных струй // Изв. СО АН СССР. 1978. №3. Сер. техн.наук. Вып.1. С.24-31.

142. Сухович Е.П. Турбулентное смешение коаксиальных закрученных струй // Турбулентные струйные течения. Таллин, 1979. С. 129-136.
143. Сухович Е.П. Турбулентное смешение ограниченных закрученных струй // Изв. АН ЛатвССР, 1982. Сер. физ. и техн. наук. № 1. С. 72-80.
144. Сухович Е.П. Экспериментальное исследование струйного смешения в ограниченном закрученном потоке // Изв. АН ЛатвССР, 1975. Сер. физ. и техн. наук. № 2. С. 57-63.
145. Теория турбулентных струй / Г.Н.Абрамович, Т.А.Гиршович, С.Ю.Крашенинников и др. М.: Наука, 1984. 718 с.
146. Тепломассообмен при вихревом обезвоживании дисперсных материалов / Э.П.Волчков, А.П.Кардаш, Ю.П.Рачковский и др. // Изв. СО АН СССР. 1985. № 16. Сер. техн. наук. Вып. 3. С. 23-28.
147. Титков В.И., Томсонс Я.Я., Данилов Н.С. Лазерный доплеровский измеритель скорости (ЛДИС) // Экспериментальные методы и аппаратура для исследования турбулентности / Новосибирск. 1980. С. 36-40.
148. Тонконогий А.В., Вышенский В.В. Исследование конвективного теплообмена на моделях циклонных камер // Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Алма-Ата: Наука, 1964. Вып. 1. С. 183-205.
149. Турбулентное смешение газовых струй / Г.Н.Абрамович, С.Ю.Крашенинников, А.Н.Секундов, И.П.Смирнова. М.: Наука, 1974. 270 с.
150. Уормин Д. Аналитическая модель несжимаемого потока в коротких вихревых камерах // Теорет. основы инж. расчетов. 1969. № 2. С. 145-159.
151. Устименко В.П., Ибрагимов И.И., Бурминский Э.П. Экспериментальное исследование температуры в закрученной полуограниченной турбулентной струе в спутном потоке // Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Алма-Ата: Наука. 1966. Вып. 3. С. 124-128.
152. Устименко В.П., Ибрагимов И.И. К расчету аэродинамики турбулентной закрученной струи, развивающейся вдоль цилиндрической стенки в спутном потоке // Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Алма-Ата: Наука, 1966. Вып. 3. С. 135-147.

ЛИТЕРАТУРА

153. Устименко Б.П. Процессы турбулентного переноса во вращающихся течениях. Алма-Ата: Наука, 1978. 156 с.
154. Ушаков С.Г., Зверев Н.И. Инерционная сепарация пыли. М.: Энергия, 1974. 169 с.
155. Федоров И.М. Теория и расчет процесса сушки во взвешенном слое. М.; Л. Госэнергоиздат, 1955. 176 с.
156. Формирование турбулентности в сдвиговых течениях / Л.Ф.Козлов, А.И.Цыганюк, В.В.Бабенко и др. Киев: Наукова думка, 1985. 284 с.
157. Фортъе А. Механика суспензий. М.: Мир, 1971. 264 с.
158. Фукс Н.А. Механика аэрозолей. М.: Изд-во АН СССР, 1955. 352 с.
159. Хазингер С. Предел центробежного разделения частиц в свободном вихре // РТК. 1971. Т. 9, № 4. С. 126-132.
160. Хазингер С. Экспериментальное исследование поведения частиц в свободном вихре // РТК. 1968. Т. 6, № 5. С. 225-227.
161. Халатов А.А. О влиянии центробежных массовых сил на структуру турбулентного обмена вблизи поверхности // Тепло- и массоперенос в двигателях летательных аппаратов. Казань. 1977. Вып. 1. С. 70-76.
162. Хигер Н. Бэр Д. Распределение скорости и статического давления в закрученных воздушных струях, вытекающих из кольцевых и расширяющихся сопел // Теор. основы инж. расчетов. 1964. № 4. С. 185-194.
163. Хигер Н., Червинский А. Экспериментальное исследование закрученного вихревого движения в струях // Прикл. механика. 1967. Т. 34. С. 208-216.
164. Хинце И.О. Турбулентность. М.: Физматгиз. 1963. 680 с.
165. Холодкова О.Ю., Фафурин А.В. Экспериментальное исследование теплоотдачи в цилиндрическом канале при наличии начальной закрутки и вдуве различных газов // Тепло-массообмен в двигателях летательных аппаратов, Казань. 1974. С. 20-27. (Тр. КАИ, вып. 178).
166. Хэй, Вэст. Теплообмен в трубе с закрученным потоком // Теплопередача. 1975. Т. 97, № 3. С. 100-106.
167. Шваб В.А. К вопросу обобщения полей скорости турбулентного потока в вихревой камере // ИФЖ. 1963. № 2. С. 102-108.
168. Шекспир, Леви. Ламинарный пограничный слой на вращающейся торцевой стенке вихревой камеры // Теор. основы инж. расчетов. 1982. № 2. С. 131-138.

ЛИТЕРАТУРА

169. Шиляев М.И. Гидродинамическая теория ротационных сепараторов. Томск: Изд-во ТГУ. 1983. 233 с.
170. Шишкин Н.Е. Распределение температуры и скорости газа в трубе при струйном смешении в закрученном потоке // Вихревой эффект и его промышленное применение. Куйбышев: КуАИ. 1981. С. 371-375.
171. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. 712 с.
172. Штым А.Н. Аэродинамика циклонно-вихревых камер. Владивосток: Изд-во Дальневосточного ун-та, 1984. 200 с.
173. Штым А.Н., Юдаков А.А. Влияние твердой взвеси на аэродинамику циклонной камеры // Эффективность теплоэнергетических процессов. Владивосток: ДВПИ. 1979. С.80-87.
174. Шукин А.В. Турбулентный пограничный слой на криволинейной поверхности // Изв. вузов. Авиационная техника. 1978. № 3. С. 113-120.
175. Шукин В.К., Летягин В.Г., Халатов А.А. Некоторые результаты исследования турбулентного пограничного слоя с помощью термоанемометра // Труды КАИ. 1975. Вып. 194. С. 26-33.
176. Шукин В.К. Теплообмен и гидродинамика внутренних потоков в полях массовых сил. М.: Машиностроение. 1980. 240 с.
177. Шукин В.К., Халатов А.А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах. М.: Машиностроение, 1982. 200 с.
178. Экспериментальное исследование пристенных турбулентных течений / С.С.Кутателадзе, Б.П.Миронов, В.Е.Нагоряков, Е.М.Хабахпашева. Новосибирск: Наука, 1975. 168 с.
179. Экспериментальное исследование течения в моделях плазмотронов вихревой схемы с глухим электродом // Л.И.Шараховский, Н.А.Костин, А.С.Оленович, Л.П.Поденок // Исследование процессов в плазменных нагревательных устройствах. Минск. 1986. С. 52-61.
180. Электродуговые генераторы с межэлектродными вставками / М.Ф.Жуков, А.С.Аньшаков, И.М.Засыпкин и др. Новосибирск: Наука, 1981. 322 с.
181. Юдаев Б.Н., Михайлов М.С., Савин В.К. Теплообмен при взаимодействии струй с преградами. М.: Машиностроение, 1977. 248 с.

ЛИТЕРАТУРА

182. Янковский А.И. Параметры закрученного течения в разрядном канале плазмотрона // Пристенные струйные потоки. Новосибирск. 1984. С. 50-55.
183. Anderson L.A., Hasinger S.H., Turman B.N. Two component vortex flow studies of the colloid core nuclear rocket// J. of Spacecraft and Rockets. 1972. Vol. 9, N 5. P. 311-317.
184. Bissonette L.R., Mellor G.L. Experiments on the behaviour of an axisymmetric turbulent boundary layer with a sudden circumferential strain // J. Fluid Mech. 1974. Vol. 63, pt. 2. P. 369-413.
185. Bödewadt U. Die Drehströmung über festem Grund // ZAMM. 1940. Bd 20. S. 241-253.
186. Borho K., Reichert H. Vereinfachte Berechnung von Pralldrosseln // Chem. Ing. Techn. 1971. Bd 43. N 13. S. 750-754.
187. Bradly D. The hydrocyclone. L. 1965. 330 p. (Inter. Ser. nomographs Chem. Eng.)
188. Bradshaw P. Review-complex turbulent flows // Trans. ASME. 1975. Vol. 197, N 2. P. 146-154.
189. Bradshaw P. The analogy between streamline curvature and buoyancy in turbulent shear flow // J. Fluid Mech. 1969. Vol. 36, pt. 1. P. 177-191.
190. Champagne F.H., Sleicher C.A., Wehrman O.H. Turbulence measurements with inclined hot-wires // J. Fluid Mech. 1967. Vol. 28, pt. 1. P. 153-175.
191. Chanaud R.C. Observation of oscillatory motion in certain swirling flows // J. Fluid Mech. 1965. Vol. 21, pt. 1. P. 111-127.
192. Christian W.J., Kezios S.P. Sublimation from sharpened cylinders in axisymmetric flow including influence of surface curvature // AIChE J. 1959. Vol. 5, N 1. P. 61-68.
193. Dakos T., Verriopoulos C.A., Gibson M.M. Turbulent flow with heat transfer in plane and curved wall jets// J. Fluid Mech. 1984. Vol. 145. P. 339-360.
194. Daniels T.S. Investigation of a vortex air cleaner// The Engineer. 1957. Vol. 203, N 5276.
195. Durani T.S., Wilmshurst T.H. An analysis of simulators and tracking systems for laser dopler velocimeters // Opto-electronics, 1973. V. 5, N 1. P. 71-89.

196. Einstein H., Li H. The steady vortex flow in a real fluid // La Hoile Blanche. 1955. Vol. 10, N 4. P. 483.
197. Evans S.I., Sarjant R.I. Heat transfer and turbulence in gases flowing inside tubes // J. Inst. Fuel. 1951. N 139.
198. Faler J.H., Leibrovich S. Disrupted studies of vortex flow and vortex breakdown // Phys. of Fluids. 1977. Vol. 20, N 9. P. 1385-1400.
199. Fletcher R.D. Suspension stratification in the atmosphere // Phys. Fluids Suppl. 1967. Vol. 10, N 9, pt. 2. P. 233-236.
200. Habib M.A., McEligot P.M. Turbulent transfer in a swirl flow downstream of an abrupt pipe expansion // Proc. of the 7th Int. Heat Transf. Conf. 1982, Munich, Vol. 3, FC29. P. 159-166.
201. Heat and mass transfer with liquid evaporation into turbulent air stream / T.Kumada, T.Hirata, N.Tamura, R.Ishigaro // Latt. in Heat and Mass Transf. 1982. Vol. 9, N 1. P. 1-9.
202. Holman J.P., Moore J.D. An experimental study of vortex chamber flow // Trans. ASME. Ser. D. 1961. Vol. 83, N 4. P. 632-636.
203. Irwin H.P.A.H. Measurements in a self-preserving plane wall jet in a positive pressure gradient // J. Fluid Mech., 1973. Vol. 61, N 1. P. 33-63.
204. Flames in rotating flow fields / N.Chigier, J.Beer, D.Gregov, K.Bassindale // Combustion and Flame. 1970. Vol. 14. P. 171-179.
205. Johnston J.P. The suppression of shear layer turbulence in rotating systems // Trans. ASME. 1973. Vol. 195, N 2. P. 229-235.
206. Johnston J.P., Eide S.A. Turbulent boundary layers on centrifugal compressor blades: prediction of the effects of surface curvature and rotation // Trans. ASME. 1976. Vol. 198, N 3. P. 374-381.
207. Jshizu J., Ohta K., Okada T. Changes in the particle size and concentration of cigarette smoke through the column of a cigarette // J. Aerosol. Sci. 1978. Vol. 9, P. 25-29.

208. Kacher S.C., Whitelaw J.H. An experimental investigation of the influence of slot-lip-thickness on the imperious wall effectiveness of the uniform density two-dimensional wall jet // Int. J. Heat Mass Transfer. 1969. Vol. 12, N 9. P. 1196-1201.
209. Karman T. Über laminare und turbulente Reibung // ZAMM. 1921. Bd 1. S. 233-252.
210. Kavanau L. Heat transfer from spheres to a rarefied gas in subsonic flow // Trans. ASME. 1975. Vol. 77, N 5.
211. Kerrebrock J., Meghreblian R. Vortex Containment for the gaseous-fission rocket // J. of the Aerospace Sci. 1961. Vol. 25, N 9. P. 710-724.
212. Keyes J.J. An experimental study of gas dynamics in high velocity vortex flow // Proc. Heat Transfer and Fluid Mech. Inst. - Stanford Univ. Press. 1960. California. P. 31-46.
213. Keyes J.J. Experimental study of flow and separation in vortex tubes with application to gaseous fission heating // ARS J. 1961. Vol. 31, N 9. P. 1204-1209.
214. Khail E.E. Heat transfer to turbulent pupe flows with swirl and following a sudden enlargement // Proc. of the 7th Int. Heat Trans. Confer. 1982, Munich. Vol. 3, pap FC10. P. 57-62.
215. Koch R. Druckverlust und Wärmeübergang Strömung // VDI - Forschungshetf 469. Ser. B. 1958. Bd 24.
216. Kotas T.J. An experimental study of the three dimensional boundary layer on the end wall of a vortex chamber // Proc. Royal Soc. Ser. A. 1976. Vol. 352, N 1669. P. 169-187.
217. Kotas T.J. Turbulent boundary layer flow on the end wall of a cylindrical vortex chamber // Heat and Fluid Flow. 1975. Vol. 5, N 2. P. 77-87.
218. Kreith F., Margolis D. Heat transfer and friction in turbulent vortex flow // Appl. Sci. Res. Sec. A. 1959. Vol. 8, N 6.
219. Kruka V., Eskinazi S. The wall-jet in a moving stream// J. Fluid Mech. 1964. Vol. 20, pt 4. P. 555-579.
220. Laminarisation of turbulent flames in rotating environments / J.Beer, N.Chigier, T.Davies, K.Bassindale// Combustion and Flame. 1971. Vol. 16. N 1. P. 39-45.

221. Launder B., Spalding D. The numerical computation of turbulent flows // Computer Methods in Appl. Mech. and Eng. 1974. Vol. 3. P. 269-289.
222. Lehnert B. Screening of a high-density plasma from neutral gas penetration // Nucl. Fusion. 1968. Vol. 8, N 3. P. 173-181.
223. Lelley D.G. Primitive pressure - velocity code for computation of strongly swirling flows // AIAA. J. 1976. Vol. 14, N 6. P. 749-756.
224. Leschziner M.A., Rodi W. Computation of strongly swirling axi-symmetric free jets // Report SFB 8/T/216, Karlsruhe, 1983.
225. Mayle R.E., Blair M.E., Kopper F.C. Turbulent boundary layer heat transfer on curved surfaces // Trans. ASME. J. Heat Trans. 1979. Vol. 101, N 3. P. 521-525.
226. Narinder K.T., Chevray R. Cross-wire anemometry in high intensity turbulence // J. Fluid Mech. 1975. Vol. 71, pt 4. P. 785-800.
227. Newman B. Flow and heat transfer on a disk rotating beneath a forced // AIAA J. 1983. Vol. 21, N 8. P. 1066-1070.
228. Patankar S.V. Numerical heat transfer and fluid flow. Hemisphere, N. Y., 1980. - 197 p.
229. Patankar S.V., Spalding D.B. A calculation procedure for heat, mass and momentum transfer in three-dimensional parabolic flows // Int. J. Heat and Mass Transfer. 1972. Vol. 15. P. 1787-1806.
230. Prandtl L. Gesamelte Abhandlungen. - Berlin etc.: Springer-Verlag. 1961. T. 2. S. 798-811.
231. Rayleigh J.W.S. On the dynamics of revolving fluids// Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1916. Vol. 93.
232. Rietema K., Krajenbrink H. Theoretical derivation of tangential velocity profiles in a flat vortex chambers-influence of turbulence and wall friction // Appl. Sci. Res. 1959. Sec. A, Vol. 8. P. 177-197.
233. Rosensweig M.L., Ross D.H., Lewellen W.S. On secondary flows in jet - driven vortex tubes // J. of Aerospace Sci., 1962. Vol. 29, N 9. P. 1142-1143.
234. Rott N., Lewellen W. Boundary layers and their interactions in rotating flows // Progress in Aeronaut. Sci. 1965. N 7. P. 111-144.

235. Rotta J.C. Effect of streamwise wall curvature on compressible boundary layers // *Phys. Fluids, Suppl.* 1967. Vol. 10, pt 2, N 9. P. 174-180.
236. Ruedy R. Absorption of light and heat radiation by small spherical particles // *Can. J. of Res., Ser. A.* 1942. Vol. 20, N 3.
237. Saffman P.G. The lift on a small sphere in a slow shear flow // *J. Fluid Mech.* 1965. Vol. 22, pt. 2. P. 385-400. Corrigendum // *J. Fluid Mech.* 1968. Vol. 31, pt 3. P. 624.
238. Seban R.A. Heat transfer and effectiveness a turbulent boundary layer with tangential fluid injection // *Trans. ASME, Ser. C.* 1960. Vol. 82, N 4. P. 303-312.
239. Seban R.A., Back L.H. Velocity and temperature profiles in a wall jet // *Int. J. Heat and Mass Transf.* 1961. Vol. 3, N 4. P. 255-265.
240. Seban R.A., Hunsbedt A. Friction and heat transfer in the swirl flow of water in an annulus // *Int. J. Heat and Mass Transf.* 1973. Vol. 16, N 2. P. 303-310.
241. Shivaprasad B.G., Ramaprian B.R. Turbulence measurements in boundary layers along mildly curved surfaces// *Trans. ASME.* 1978.
242. So R.M.C. Momentum integral for curved shear layers// *Trans. ASME.* 1975. Vol. 97, N 2. P. 215-217.
243. Syred N., Beer J.M. Combustion in swirling flow: A review // *Combustion and Flame.* 1974. Vol. 23, N 2. P. 143-202.
244. Taylor G.I. Experiments on the motion of solid bodies in rotating fluids // *Proc. of the Royal Soc. Ser. A.* 1923. Vol. 104. P. 213-218.
245. Truchtenbrodt E. Die turbulente Strömung an einer angeblasenen rotierenden Scheibe // *ZAMM.* 1954. Bd 34. S. 150-162.
246. Turbulent boundary layer on a convex, curved surface / J.C.Gillis, J.P.Johnston, W.M.Kays, R.J.Moffat // Report N HMT-31, Stanford Univ. 1980. 295 p
247. Turman B.N., Hasinger S.H. Experimental flow studies of the colloid core reactor concept // *J. of Spacecraft and Rockets.* 1972. Vol. 9, N 10. P. 723-724.

ЛИТЕРАТУРА

- 248. Wan C.A., Chang C.C. Measurement of velocity field in a simulated tornado like vortex using a three - dimensional velocity probe // J. Atmos. Sci. 1972. Vol. 29, N 1. P. 116-126.
- 249. Wattendorf F.H. A study of effect of curvature on fully developed flow // Proc. Roy. Soc. Ser. A. 1935. Vol.148. P. 565-597.
- 250. Weber H. The boundary layer inside a conical surface due a swirl. J. Appl. Mech. 1956. N 23. P. 587-592.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	5
Глава 1. ТУРБУЛЕНТНЫЙ ПОГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ В КРИВОЛИНЕЙ- НОМ КАНАЛЕ И НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ ТРУБЫ ПРИ ЗАКРУТКЕ ПОТОКА	7
1.1. Влияние массовых сил на турбулентный пере- нос импульса и теплоты в криволинейном по- граничном слое	8
1.2. Тепломассообмен и трение в пограничном слое закрученного потока	22
1.3. Тепломассообмен в начальном участке трубы полностью закрученного потока	33
Глава 2. ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОС ПРИ ПЕРИФЕРИЙНОЙ ЗАКРУТ- КЕ ПОТОКА	41
2.1. Анализ эффективности закрученной газовой завесы	43
2.2. Опытное изучение массообмена в канале с закрученной газовой завесой в неизотерми- ческих условиях	52
2.3. Аэродинамика и тепломассообмен в пристен- ных закрученных струях ($m > 1$)	58
2.4. Турбулентные характеристики пристенных за- крученных струй	74
2.5. Метод расчета аэродинамики закрученных при- стенных струй	90
Глава 3. ИССЛЕДОВАНИЕ АЭРОДИНАМИКИ ВИХРЕВЫХ КАМЕР .	101
3.1. Методологические особенности использования ЛДИС для исследования аэродинамики вихре- вых течений	102
3.2. Влияние различных факторов на аэродинамику вихревых камер	119
3.3. Аэродинамика торцевого пограничного слоя в вихревой камере	127
3.4. Аэродинамика вихревой камеры при регулиро- вании расхода газа на выходе	148
3.5. Динамика смешения приосевой струи с перифе- рийным потоком в вихревой камере	160

Глава 4. ТЕПЛОМАССООБМЕН В ВИХРЕВЫХ КАМЕРАХ	168
4.1. Теплообмен при смешении приосевой струи с периферийным потоком газа	169
4.2. Закон теплообмена приосевой струи с периферийным потоком	189
4.3. Исследование процессов смешения неоднородных закрученных потоков	195
4.4. Условия стабилизации плазменных струй газовым вихрем	202
4.5. Динамика и тепломассообмен частиц в вихревом реакторе с приосевым плазменным потоком	206
Глава 5. ОБРАЗОВАНИЕ В ВИХРЕВЫХ КАМЕРАХ УСТОЙЧИВЫХ ОБЛАСТЕЙ С ПОВЫШЕННОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ	214
5.1. Исследование зон с повышенной концентрацией аэрозоля	216
5.2. Анализ условий образования аэрозольных конфигураций в вихревом потоке	222
Глава 6. ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ДВУХФАЗНЫХ ВИХРЕВЫХ ТЕЧЕНИЙ	230
6.1. Центробежный классификатор мелкодисперсных порошков	230
6.2. Исследование параметров вихревого прямоочного пылеотделителя	238
6.3. Аэродинамика вихревой камеры с гиперболическими торцевыми стенками	241
6.4. Аэродинамика вихревой камеры при наличии дисперсной фазы	247
6.5. Тепломассообмен при вихревом обезвоживании дисперсных материалов	253
Литература	259

CONTENTS

Introduction	5
Chapter 1. TURBULENT BOUNDARY LAYER IN CURVILINEAR CHANNEL AND INITIAL SECTION OF TUBE AT FLOW SWIRL	7
1.1. Mass force influence on turbulent impulse and heat transfer in curvilinear boundary layer	8
1.2. Heat and mass exchange and friction in the boundary layer of a swirled flow ...	22
1.3. Heat and mass exchange in initial section of tube of a completely swirled flow ...	33
Chapter 2. HEAT AND MASS TRANSFER AT PERIPHERAL FLOW SWIRL	41
2.1. Analysis of the swirled gas film cooling effectiveness	43
2.2. Experimental study of mass exchange in channel with a swirled gas film cooling nonisothermal conditions	52
2.3. Aerodynamics and heat and mass exchange in near-wall swirled jets ($m > 1$)	58
2.4. Turbulent characteristics of wall swirled jets	74
2.5. Method of calculating the aerodynamics of swirled near-wall jets	90
Chapter 3. INVESTIGATION OF VORTEX CHAMBER AERODYNAMICS	101
3.1. Methodological peculiarities of using LDA for investigating vortex flow aerodynamics	102
3.2. Influence of various factors on aerodynamics of vortex chambers	119
3.3. Aerodynamics of the end wall boundary layer in vortex chamber.....	127
3.4. Aerodynamics of vortex chamber at controlling the outlet gas flow rate	148
3.5. Dynamics of mixing the near-axial jet with the peripheral flow in vortex chamber	160

Chapter 4. HEAT AND MASS EXCHANGE IN VORTEX CHAMBERS	168
4.1. Heat exchange at mixing the near-axial jet with the peripheral gas flow	169
4.2. Law of heat-exchange of the near-axial jet with the peripheral flow	189
4.3. Investigation of the processes of mixing nonhomogeneous swirled flows	195
4.4. Conditions of plasma jet stabilization by gas vortex	202
4.5. Dynamics and heat and mass exchange of particles in vortex reactor with the near- axial plasma flow	206
Chapter 5. FORMATION OF STABLE REGIONS WITH INCREASED CONCENTRATION OF FINE-DISPERSE PARTICLES IN VORTEX CHAMBERS	214
5.1. Investigation of zones with increased aerosol concentration	216
5.2. Analysis of conditions of aerosol confi- guration formation in vortex flow	222
Chapter 6. APPLICATION PROBLEMS OF TWO-PHASE VORTEX FLOWS	230
6.1. A centrifugal classifier of fine-dis- perse powders	230
6.2. Investigation of the vortex direct-flow dust separator parameters	238
6.3. Aerodynamics of vortex chamber with hy- perbolic end covers	241
6.4. Aerodynamics of vortex chamber at the presence of disperse phase	247
6.5. Heat and mass exchange at vortex dewater- ing of disperse materials	253
References	259

Самсон Семенович Кутателадзе

Эдуард Петрович Волчков

Виктор Иванович Терехов

АЭРОДИНАМИКА И ТЕПЛОМАССООБМЕН
В ОГРАНИЧЕННЫХ ВИХРЕВЫХ ПОТОКАХ

Ответственный редактор

Людмила Михайловна Берзина

Технический редактор Н.А.Ахмерова

Художник Н.А.Кравчук

Подписано к печати 22.12.87г. МН - 00495

Формат 60х84/16. Уч.изд.л. 15, Печ.л. 17

Заказ № 337 Тираж 600 экз. Цена 1р.80к.

Отпечатано в Институте теплофизики СО АН СССР
630090, Новосибирск, пр.Академика Лаврентьева, 1