



Министерство общего и профессионального образования
Российской Федерации

ТОМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

В.А.Архипов

КУРС ЛЕКЦИЙ
ПО ТЕОРИИ И ПРАКТИКЕ
ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКОВ
Часть 1



ТОМСК 1999

УДК 532.516: 536.24.01

Архипов В.А. Курс лекций по теории и практике закрученных потоков. Часть 1 (лекции 1–5).– Томск: Томский государственный университет, 1999.– 60 с.

В первой части курса лекций рассмотрены способы закрутки, основные характеристики закрученных потоков, а также методы экспериментального исследования закрученных течений.

Для научных и инженерно-технических работников, аспирантов и студентов, специализирующихся в области исследования и практического использования закрученных потоков.

Рецензенты:

Член–корреспондент РАН, профессор А.М.Липанов;

Доктор физико–математических наук, профессор А.М.Бубенчиков

ПРЕДИСЛОВИЕ

Уникальные свойства закрученных потоков газа и жидкости – интенсификация тепло- и массообменных процессов, стабилизация пламени, образование рециркуляционных течений и прецессирующего вихревого ядра, энергетическое разделение газа (эффект Ранка-Хилша), регулирование расходных характеристик (вихревой клапан), диспергирование жидкостей с контролируемыми параметрами капель и ряд других – стимулируют широкое их применение в различных областях современной техники и технологии.

В частности, применительно к ракетной технике, закрученные течения реализуются в центробежных форсунках жидкостных ракетных двигателей, вихревых камерах сгорания, вращающихся ракетах, системах пленочного охлаждения сопловых блоков, системах управления модулем тяги. Разнообразные устройства с закруткой потока используются также в целом ряде отраслей народного хозяйства – вихрекамерные реакторы в химической технологии, циклонные топки в теплоэнергетике, центробежное литье в металлургии, вихревые и турбинные расходомеры в измерительной технике. Наряду с этим, закрученные течения играют важную роль в природных явлениях (смерчи, торнадо, водовороты, вращение дождевых капель и т.п.)

Все это определяет актуальность и целесообразность систематического изложения основ теории и практики закрученных потоков. В настоящее время опубликован ряд монографий, посвященных рассматриваемой проблеме, авторы которых рассматривают отдельные аспекты использования закрученных потоков применительно к конкретным процессам и устройствам (вихревые камеры, центробежные форсуники, вихревые трубы, циклонные топки и т.д.). Учебной литературы, посвященной комплексному рассмотрению современного состояния теории и практики закрученных течений, нет как в России, так и за рубежом.

Настоящее учебное пособие написано по материалам курса лекций, читаемого на физико-техническом факультете Томского госуниверситета. В нем предпринята попытка систематического изложения основных физических эффектов, современных подходов к математическому и физическому моделированию, технических и технологических приложений закрученных течений газа и жидкости, в частности, в ракетной технике.

При написании книги использовались как известные литературные данные, так и материалы собственных исследований авторов, опубликованные в научной периодике. Ряд результатов получен совместно с И.М. Васениным, В.П. Волковым, А.А. Глазуновым, И.Г. Диком, В.Ф. Трофимовым, В.С. Шишкиным, которым автор выражает искреннюю благодарность.



Лекция первая

ВВОДНЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ

1.1. Предмет и задачи курса

Предметом изучения являются закрученные течения газа, жидкости и двухфазных сред (газ–жидкость, газ–твердые частицы) в каналах, вихревых (циклонных) камерах и в струях.

Закрученное течение – это такой тип течения, при котором происходит вращение жидкости (газа) вокруг некоторой оси, а в проекции на плоскость, перпендикулярную оси вращения, элементы жидкости описывают концентрические или спиралеобразные траектории.

Закрученные течения широко распространены в природе (смерчи, торнадо, водовороты, воронки, вращение дождевых капель, планет и т.д.). Уникальные свойства таких течений (образование рециркуляционных зон и прецессирующего вихревого ядра, энергоразделение газа, интенсификация теплообменных процессов), позволили создать целый ряд приборов, аппаратов, устройств в различных областях современной техники и технологии. В качестве примера приведем лишь центробежные форсунки, газотурбинные и ракетные двигатели, циклонные топки, вихревые горелки, устройства пневмоавтоматики, расходомеры и т.д.

Задачами курса являются изучение основных физических эффектов, подходов к математическому моделированию, технических и технологических приложений закрученных течений.

1.2. Система координат

При математическом описании закрученных течений уравнения движения удобно использовать в *цилиндрической системе координат* (рис. 1.1), в которой положение произвольной точки M в пространстве определяется:

- расстоянием r точки M от фиксированной прямой Oz (оси вращения);
- углом φ , образованным фиксированной плоскостью xOz с полуплоскостью, ограниченной Oz и проходящей через точку M ;
- расстоянием z точки M от плоскости xOy , перпендикулярной Oz и проходящей через фиксированную точку O (начало координат) этой прямой.

Значения r , φ , z изменяются в пределах

$$0 \leq r < \infty$$

$$0 \leq \varphi < 2\pi$$

$$-\infty < z < \infty$$

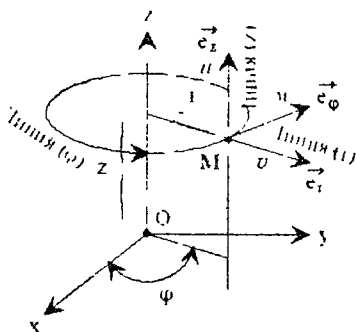


Рис 1.1

Цилиндрические координаты $\vec{e}_r$, $\vec{e}_\varphi$, $\vec{e}_z$ — единичные векторы в цилиндрической системе координат (r, φ, z) , v_r, v_φ, v_z — компоненты вектора скорости

Координатными поверхностями являются

$r = \text{const}$ — цилиндры с осью Oz ,

$\varphi = \text{const}$ — полуплоскости, ограниченные Oz ,

$z = \text{const}$ — плоскости, перпендикулярные Oz

Координатными линиями будут

Линии (r) — лучи, перпендикулярные оси Oz и начинающиеся на этой оси,

Линии (φ) — окружности с центрами на Oz и радиусами r , плоскости которых перпендикулярны этой оси,

Линии (z) — прямые, параллельные оси Oz

Цилиндрические координаты (r, φ, z) связаны с декартовыми (x, y, z) следующими соотношениями

$$x = r \cdot \cos \varphi, \quad y = r \cdot \sin \varphi, \quad z = z. \quad (1.1)$$

В дальнейшем при описании закрученных течений в основном будет использоваться цилиндрическая система координат. Приведем основные дифференциальные операторы скалярного и векторного полей в этой системе координат

Градиент скалярной функции U

$$\text{grad} U = \nabla U = \frac{\partial U}{\partial r} \vec{e}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \varphi} \vec{e}_\varphi + \frac{\partial U}{\partial z} \vec{e}_z \quad (1.2)$$

Лапласиан скалярной функции U

$$\nabla^2 U = \Delta U = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} + r \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right] \quad (1.3)$$

Дивергенция векторной функции $\vec{a}$:

$$\operatorname{div} \vec{a} = \frac{1}{r} \left[\frac{\partial(r a_r)}{\partial r} + \frac{\partial a_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial(r a_z)}{\partial z} \right] \quad (1.4)$$

Вихрь (завихренность) векторной функции $\vec{a}$:

$$\operatorname{rot} \vec{a} = \left[\frac{1}{r} \frac{\partial a_z}{\partial \varphi} - \frac{\partial a_\varphi}{\partial z} \right] \vec{e}_r + \left[\frac{\partial a_r}{\partial z} - \frac{\partial a_z}{\partial r} \right] \vec{e}_\varphi + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial(r a_\varphi)}{\partial r} - \frac{\partial a_r}{\partial \varphi} \right] \vec{e}_z \quad (1.5)$$

Здесь $\vec{e}_r$, $\vec{e}_\varphi$, $\vec{e}_z$ — единичные векторы; a_r, a_φ, a_z — проекции вектора $\vec{a}$ на соответствующие оси координат

Для осесимметричных течений (параметры потока не зависят от координаты φ) частные производные по φ равны нулю $\left(\frac{\partial}{\partial \varphi} = 0 \right)$ и

приведенные выше формулы упрощаются

Вектор скорости $\vec{v}$ в цилиндрической системе координат имеет следующие компоненты (рис 1.1)

v_r — радиальная,

w — тангенциальная (окружная);

u — осевая (аксиальная)

1.3. Классификация закрученных течений

Закрученные потоки являются одним из распространенных классов течений газа, жидкости или гетерогенных сред. Данный класс течений отличается чрезвычайным разнообразием — от вращения капель окиси алюминия, размеры которых не превышают десятка микрон, при течении двухфазных продуктов сгорания в соплах ракетных двигателей до атмосферных циклонов, диаметр которых составляет сотни километров. Один из вариантов классификации закрученных течений представлен на схеме (рис 1.2).

Закрученные течения можно разделить на две большие группы — *инертные* (без протекания химических реакций) и *реагирующие* (с протеканием химических реакций) *потоки*. Инертные потоки могут быть изотермическими и не изотермическими. При изотермическом течении температура движущейся среды не зависит от координат и времени, т.е. $T(r, \varphi, z, t) = \text{const}$. При не изотермическом — температура может изменяться как во времени, так и в поле течения. Изменение температуры движущейся среды может быть обусловлено рядом причин — теплообменом со стенками канала, диссипативным тепловыделением за счет вязкого трения, газодинамическими эффектами и т.д.

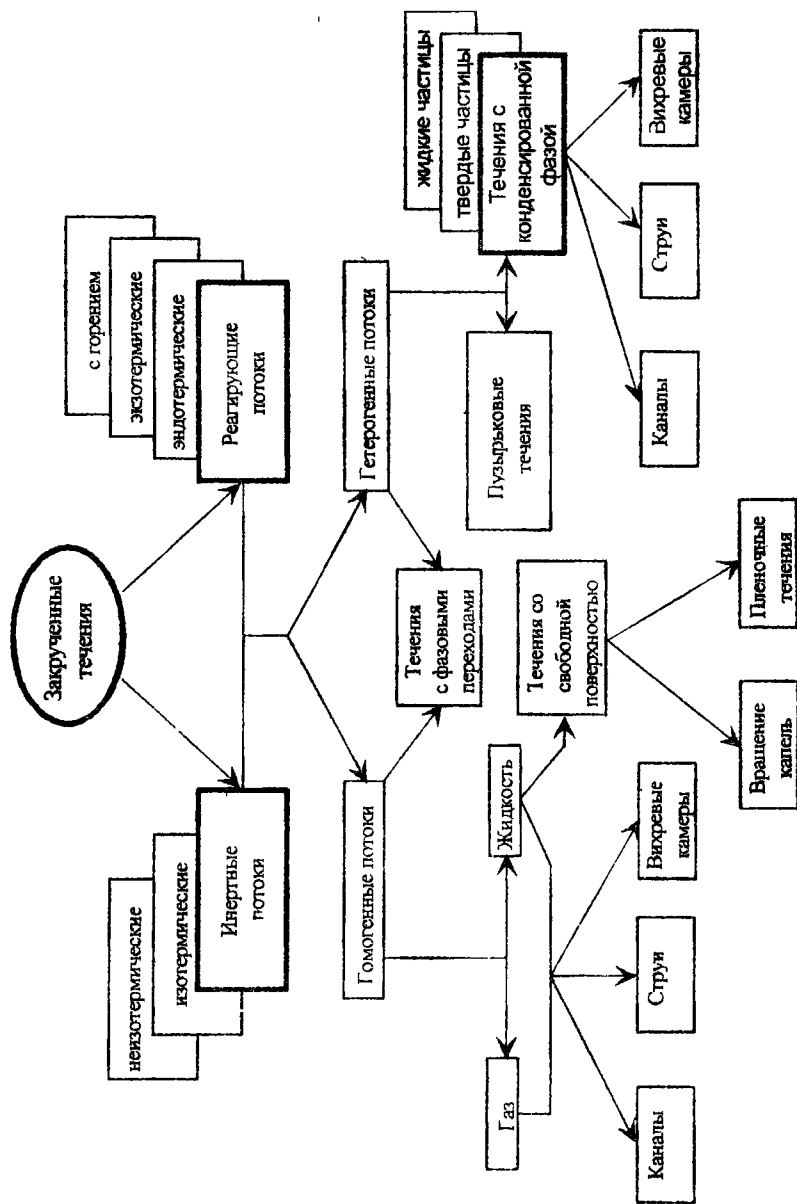


Рис 1 2 Классификация закрученных течений

В реагирующих потоках протекают химические реакции с выделением (экзотермические) или поглощением (эндотермические) тепла. Особый вид реагирующих потоков, играющий важную роль в ряде энергетических и двигательных установок, составляют закрученные потоки, сопровождающиеся горением компонентов движущейся горючей смеси.

Как инертные, так и реагирующие *потоки* могут быть *гомогенными* или *гетерогенными*. В гомогенных потоках движущаяся среда находится в одном фазовом состоянии (жидкость, газ или плазма). Гетерогенные потоки могут состоять из взвешенных в жидкости пузырьков газа (пузырьковые течения) или из взвешенных в газе конденсированных частиц (жидких или твердых). Промежуточное место между гомогенными и гетерогенными потоками, занимают течения с фазовыми переходами.

При этом возможно образование жидкой фазы за счет конденсации, кристаллизация частиц при охлаждении, испарение жидких капель и т.п.

Гомогенные закрученные потоки газа или жидкости могут реализовываться в осесимметричных каналах (трубах, соплах и т.д.), вихревых камерах (при этом существенную роль играют торцевые стенки) и в струях.

Особый класс закрученных течений жидкости составляют течения со свободной поверхностью, для которых характерно существенное влияние сил поверхностного натяжения. Это вращение жидких капель и закрученные пленочные течения.

Гетерогенные потоки с конденсированной фазой, аналогично газовым потокам, могут реализовываться в осесимметричных каналах, вихревых камерах и в струях.

1 4. Области практического использования закрученных потоков

Закрученные потоки нашли широкое применение практически во всех отраслях современной техники и технологии – от медицинской техники и приборостроения до металлургии, энергетики и ракетно-космической техники. Рассмотрим некоторые наиболее перспективные области практического использования закрученных потоков.

Экология

Большой экологический вред наносят выбросы дисперсных частиц с отходящими жидкостями и газами в металлургии, теплоэнергетике, химической технологии. Одним из эффективных способов очистки жидкостей и газов от примесей является использование свойств центробежного поля, при этом удается достигнуть высокой степени очистки, недостижимой обычными методами.

Для очистки газов применяют циклонные аппараты – *циклоны*, в которых используется центробежная сила, возникающая при поступательно-вращательном движении двухфазного потока. Схема течения в типичной конструкции циклона показана на рис. 1.3. Твердые частицы вместе с частью газа попадают в бункер, причем отделение газа от пыли происходит при повороте потока на 180° . Отделившийся от частиц поток движется к отводящему патрубку, смешиваясь с очищенным газом внутри циклона.

Мокрая очистка газов, при которой пылеулавливание может совмещаться с их абсорбцией и охлаждением, осуществляется в циклонах с пленочным орошением – *центробежных скрубберах*. По внутренней поверхности циклона непрерывно стекает закрученная пленка жидкости. Запыленный воздух вводится тангенциально и осаждается на пленку.

Циклоны с водяной пленкой используются для очистки газов от любых видов нецементирующейся пыли.

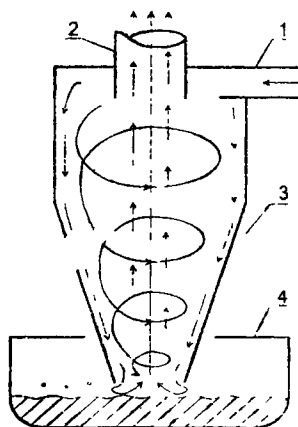


Рис. 1.3

Схема возвратно-поточного циклона:

- 1 – входной патрубок;
- 2 – отводящий патрубок;
- 3 – корпус;
- 4 – бункер

Для очистки жидкости от дисперсных включений используются *гидроциклоны*, по конструкции аналогичные циклонам (рис 1.3). Они применяются в угольной и рудной промышленности, пищевой технологии, нефтехимии. В нефтяной промышленности гидроциклоны применяются для очистки нефти от примесей, отмывки песка от нефти, пластовых вод от песка, отделения нефти от воды и т.д.

Отметим, что циклоны, скрубберы и гидроциклоны используются не только в экологии, но и в различных технологических процессах. Выделение твердых частиц из газа необходимо, например, при очистке технологических газов, в порошковой технологии. Выделение жидких частиц (масла и влаги) из воздушного потока необходимо для обеспечения надежной работы пневмоинструмента и технологического оборудования.

Энергетика и технология сжигания топлив

Значительную часть производственных процессов в энергетике составляют процессы сжигания газообразных и распыленных жидких и твердых топлив (вихревые камеры сгорания, циклонные топki, газотурбинные энергоустановки, вихревые горелки различного назначения и т.д.) Повысить эффективность этих процессов позволяет технология сжигания топлива в турбулентном закрученном потоке. При этом существенно повышается КПД энергоустановок и снижается содержание токсичных веществ в продуктах сгорания. Это достигается за счет следующих особенностей закрученных потоков:

- интенсификация тепло- и массообменных процессов в турбулентном закрученном потоке;
- увеличение времени пребывания компонентов горючей смеси в зоне химических реакций;
- наличие рециркуляционных зон с возвратным течением;
- возможность стабилизации фронта пламени с помощью закрутки потока;
- возможность регулирования характеристик факела горения варьированием характеристик закрутки потока

Химическая технология

Наибольшее распространение закрученные потоки получили в химической технологии для диспергирования жидкостей, сушки и разделения по фракциям дисперсных продуктов, проведения тепломассообменных процессов и т.д.

Для удаления влаги из дисперсных продуктов применяют *циклонные сушильные камеры*, преимуществами которых являются простота конструкции, регулируемое время пребывания материала в зоне сушки, высокая интенсивность тепло- и массообмена. В химической технологии сушильным процессам подвергаются более ста тысяч продуктов, представляющих собой, как правило, полидисперсную смесь. Это создает трудности при разработке сушильных камер, поскольку практически трудно обеспечить высушивание частиц разных размеров до одинаковой остаточной влажности. В циклонных камерах эта проблема решается за счет использования свойств закрученного потока. Движение материала и теплоносителя в таких камерах является поступательно-вращательным (спиральным). Крупные частицы, требующие более длительного времени сушки, задерживаются в аппарате дольше, что обеспечивает равномерность высушивания полидисперсного материала.

Вихревые пленочные аппараты (рис 1.4) применяются для дистилляции и концентрирования жидкостей, удаления растворителей и летучих продуктов из жидкостей, санитарной очистки воздуха и т.д. Использование закрутки как газового потока, так и жидкостной пленки позволяет улучшить характеристики пленочных аппаратов. Благодаря спиральному движению в трубе пленка равномерно растекается по всей поверхности, становится более устойчивой к срыву, увеличиваются длина пути ее движения и время контакта фаз. Кроме того, при закрученном пленочном течении коэффициенты тепло- и массоотдачи в 2 – 4 раза выше, чем в осевых потоках.

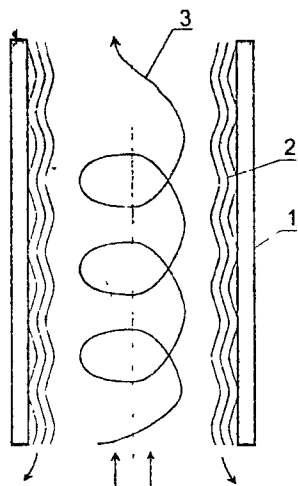


Рис 1.4 Схема вихревого пленочного аппарата:

- 1 – труба;
- 2 – нисходящая закрученная пленка;
- 3 – восходящий закрученный поток газа

Одним из широко распространенных способов организации процессов переноса тепла и массы является прямой контакт фаз в барботажных аппаратах вследствие фильтрации газа через жидкость. Повышение эффективности барботажных аппаратов ограничено скоростью движения пузырьков ($2 \div 3 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$) из-за уноса жидкости газом. Проведение барботажа в закрученном газожидкостном потоке, который формируется в *вихревой барботажной камере* (рис 1.5), позволяет повысить его эффективность. Вихревой барботажный слой создается тангенциальной подачей газа в слой жидкости, вращением корпуса камеры: с угловой скоростью порядка 1000 ÷ 3000 оборотов в минуту или сочетанием этих способов.

При вращении слоя возникает центробежное ускорение, в 100 ÷ 1000 раз превышающем ускорение свободного падения, вследствие чего формируется газожидкостный слой с мелкодисперсной структурой и сильно развитой поверхностью контакта фаз.

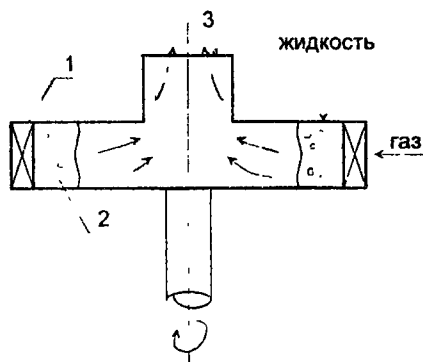


Рис. 1.5 Вихревая барботажная камера.

- 1 – тангенциальный завихритель;
- 2 – вихревой барботажный слой;
- 3 – отвод газа

Металлургия

Особой разновидностью литейной технологии является *центробежное литье*, отличающееся тем, что при заливке металла и его затвердевании изложница с металлом находится во вращении и испытывает действие центробежных сил (рис. 1.6).

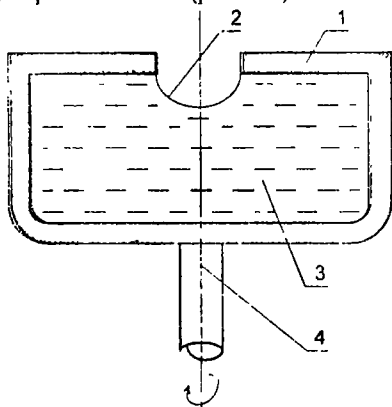


Рис. 1.6 Схема центробежного литья:

- 1 – изложница;
- 2 – свободная поверхность металла;
- 3 – расплавленный металл;
- 4 – приводной вал

Центробежное литье существует уже почти 200 лет (первый патент был получен в Англии изобретателем А.Экхертом в 1809 г.), однако возможности его далеко не исчерпаны. Наибольший технико-экономический эффект достигается при использовании центробежного литья для получения тел вращения – труб, втулок, гильз автотракторных двигателей, колец подшипников качения, многослойных изделий и т.д. При вращении изложницы формируется заданная конфигурация свободной поверхности расплавленного металла, а также всплывают в соответствии с законом Архимеда шлаковые включения, что повышает качество отливки.

Другим примером использования закрученных течений в металлургии являются *циклонные нагревательные устройства* (рис. 1.7), которые применяются для термообработки крупных особо ответственных изделий (роторов, валов и т.п.), для нагревания заготовок под ковку и штамповку, для нагревания слитков в прокатных цехах.

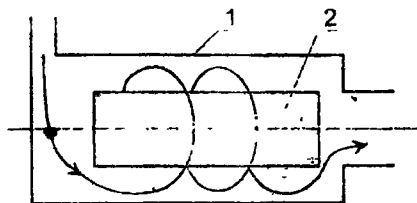


Рис. 1.7 Схема циклонного нагревательного устройства с загрузкой рабочего объема:
1 – циклонная камера;
2 – заготовка

Процесс термообработки при этом происходит в циклонной камере с загрузкой ее рабочего объема за счет обтекания заготовки сильно закрученным высокотурбулентным потоком греющих газов. Циклонные камеры, обеспечивая значительную интенсификацию конвективного теплообмена и равномерность подвода тепла, позволяют не только повысить скорость, качество и экономичность нагрева, но и вследствие пониженной тепловой инерционности упрощают управление и открывают возможности полной автоматизации процесса нагрева и термообработки.

Измерительная техника

Успешно применяются закрученные потоки и в измерительной технике. Известны, в частности, основанные на *эффекте Ранка-Хиллиа* авиационные вихревые термометры и гигрометры для измерения параметров заборного воздуха. Существенно расширяет возможности седиментационного метода анализа дисперсности аэрозольных частиц использование их осаждения в поле центробежных массовых сил. Широкое распространение получили турбинные и вихревые измерители расхода и количества жидкостей и газов.

Принцип действия *турбинных расходомеров* заключается в измерении пропорциональной объемному расходу вещества Q скорости вращения турбинки (аксиальной или тангенциальной), помещенной в поток. Данные расходомеры обладают высокими метрологическими качествами, к которым следует отнести значительный диапазон измерений ($Q_{max}/Q_{min} = 10 \div 15$), малую погрешность (до $0.5 \pm 1\%$), незначительную инерционность

Схема *вихревого расходомера* показана на рис. 1.8.

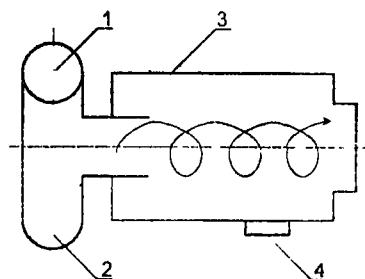


Рис. 1.8 Схема вихревого расходомера:

- 1 – входной патрубок;
- 2 – камера закручивания;
- 3 – рабочая камера;
- 4 – датчик давления

Жидкость или газ через входной патрубок 1 поступает в камеру закручивания 2, а затем через переходной патрубок в рабочую камеру 3, где возникает пульсация потока (за счет образования *прецессирующего вихревого ядра*), сопровождающаяся колебаниями давления и скорости. Частота колебаний f , регистрируемая датчиком давления 4, линейно зависит от объемного расхода Q измеряемого вещества

Достоинствами вихревых расходомеров являются отсутствие подвижных элементов внутри трубопровода, малая погрешность ($0.5 \pm 2\%$) и линейность рабочей характеристики $f(Q)$ в широком диапазоне измерений

Ракетная техника

Одним из важнейших элементов системы подачи компонентов топлива в камеру сгорания жидкостных ракетных двигателей (ЖРД) является *центробежная форсунка* (рис 1.9). В головках современных ЖРД установлено несколько десятков форсунок для совместной или раздельной подачи горючего и окислителя.

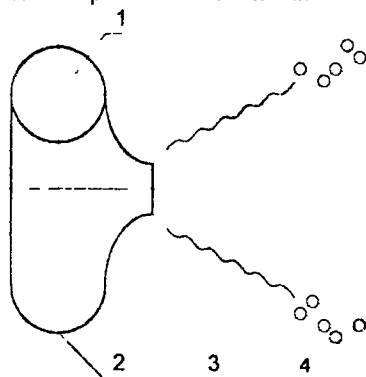


Рис. 1.9

Схема центробежной форсунки:

- 1 – входной патрубок
- 2 – камера закручивания;
- 3 – сопло,
- 4 – струя жидкости

Жидкость вводится через патрубок 1 в камеру 2 форсунки тангенциально; при выходе закрученной струи из сопла 3 действие центробежных сил от твердых стенок прекращается и струя 4 вследствие нестационарных колебаний распадается на капли.

В регулируемых ЖРД малой тяги применяются *вихревые камеры сгорания* (ВКС), в которых процесс сгорания компонентов топливной смеси протекает в турбулентном закрученном потоке. Наиболее перспективны прогнатовочные ВКС, в которых подача одного из компонентов осуществляется со стороны сопловой крышки двигателя. Увеличение времени пребывания топлива, повышение качества смесеобразования за счет образования рециркуляционных зон, интенсификация процесса горения в вихревом потоке позволяют обеспечить высокую полноту сгорания в режиме глубокого регулирования расхода и, соответственно, тяги двигателя.

Особый интерес для регулирования тяги ракетных двигателей представляет использование сопловых блоков с *вихревыми клапанами*. При этом управляющий поток газа от вспомогательного газогенератора (рис. 1.10а) или отбираемого из камеры сгорания двигателя (рис. 1.10б) тангенциально подается в сопло, эффективная величина площади критического сечения которого уменьшается с ростом интенсивности закрутки. Основным достоинством данного способа регулирования является отсутствие подвижных частей в высокотемпературном проточном тракте ракетного двигателя.

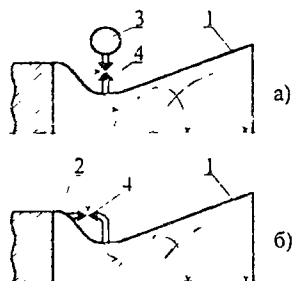


Рис. 1 10

Схемы подвода газа для регулирования площади критического сечения сопла.

- 1 — сопло;
- 2 — камера сгорания,
- 3 — вспомогательный газогенератор (баллон со сжатым газом;
- 4 — клапан

Приведенные выше примеры далеко не исчерпывают возможные области практического применения закрученных потоков. Энергетическое разделение газа в закрученном потоке (эффект Ранка-Хилша) позволяет создавать недорогие *вихревые холодильники* для транспортных средств (кабины самолетов, экскаваторов и т.п.), для локального охлаждения тканей при хирургических операциях и в ряде других областей. В вакуумной технике нашли применение *вихревые эжекторы* для вакуумирования замкнутых объемов. Принцип действия эжекторов основан на образовании приосевой зоны пониженного давления в вихревой камере. Струйные вихревые клапаны являются одними из ключевых элементов регулирования расхода в системах пневмоавтоматики.



Лекция вторая

СПОСОБЫ ЗАКРУТКИ И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКОВ

2.1. Способы закрутки потока

Известны следующие способы создания закрученных потоков

- тангенциальный ввод газа или жидкости в канал,
- использование неподвижных направляющих элементов (лопаток, шнеков, скрученных лент, внутренней нарезки канала и т.п.),
- использование вращающихся механических устройств,
- непосредственное вращение канала

На практике используются также различные сочетания нескольких из перечисленных способов

Устройства для создания закрученного потока называют *завихрителями*. Завихрители позволяют сообщать потоку вращательную (тангенциальную) составляющую скорости, различные комбинации осевого и вращательного движения, а также формировать частичную закрутку потока. Завихрители могут располагаться как на входе в канал (местная закрутка), так и по всей его длине (распределенная закрутка)

В зависимости от функционального назначения завихрители можно разделить на три группы.

- 1 Завихрители для сообщения потоку вращательного движения, преобразующегося в пределах выходного патрубка завихрителя в поступательно-вращательное
- 2 Завихрители для одновременного сообщения потоку вращательного и осевого движения
- 3 Завихрители для сообщения потоку частичной закрутки, которая, в отличие от полной закрутки, характеризуется комбинацией кольцевых зон потока с осевым и вращательным движением

Рассмотрим основные типы применяемых на практике завихрителей. К первой группе относятся завихрители тангенциального, улиточного и тангенциально-лопаточного типов

Наиболее распространенный тип завихрителя – тангенциальный – состоит из камеры закручивания и подводящих патрубков (рис. 2.1)

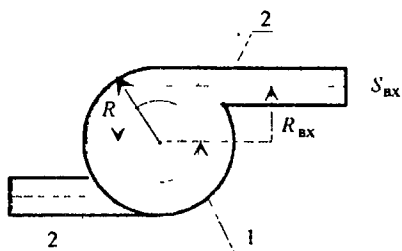


Рис 2.1
Тангенциальный завихритель
1 – камера закручивания,
2 – подводящие патрубки

Завихритель характеризуется следующими геометрическими параметрами

R – радиус камеры закручивания,

$R_{вх}$ – радиус закрутки (расстояние между осями камеры закручивания и подводящего патрубка),

$S_{вх}$ – площадь поперечного сечения подводящего патрубка,

i – количество подводящих патрубков

Форма подводящих патрубков может быть круглой, прямоугольной, овальной и т.д., их количество $i = 1 + 4$ и более. С увеличением i степень азимутальной неравномерности скорости после завихрителя уменьшается

Схема улиточного завихрителя представлена на рис 2.2

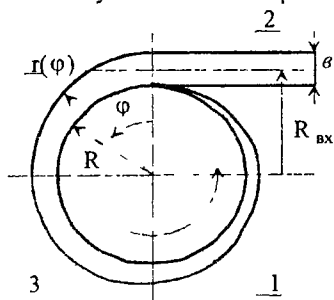


Рис 2.2 Улиточный завихритель
1 – цилиндрический канал,
2 – подводящий патрубок,
3 – улиточный подвод

Он состоит из цилиндрического канала 1, подводящего патрубка 2 прямоугольного сечения и улиточного подвода 3. Завихритель характеризуется следующими параметрами

R – радиус цилиндрического канала,

$R_{вх}$ – радиус закрутки,

a, b – ширина и высота подводящего патрубка,

i – количество подводящих патрубков ($i = 1$ – односторонний ввод,

$i = 2$ – двухсторонний ввод или пол-оборотная улитка)

Наружный обвод подводящего патрубка выполняется по спирали Архимеда

$$r = R + b - \frac{i \cdot b}{2\pi} \varphi \quad (2.1)$$

Радиус закрутки R_{ax} для улиточного завихрителя определяется соотношением

$$R_{ax} = R + \frac{b}{2} \quad (2.2)$$

Как следует из (2.2), радиус закрутки больше радиуса камеры, поэтому улиточный завихритель обеспечивает большую величину окружной скорости на входе в камеру, чем тангенциальный при одинаковом расходе газа

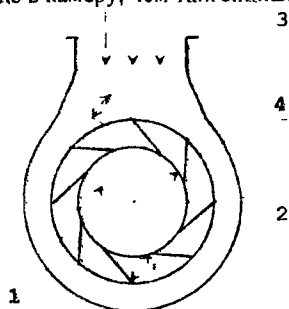


Рис 2.3

Тангенциально-лопаточный завихритель.

1 — цилиндрический канал,

2 — коллектор (кожух),

3 — подводящий патрубков,

4 — лопатки

В тангенциально-лопаточном завихрителе газ подводится через систему тангенциальных щелей, образованных лопатками 4, расположенными параллельно оси канала 1 (рис 2.3). Тангенциально-лопаточный завихритель характеризуется следующими геометрическими параметрами

R — радиус цилиндрического канала;

i — количество лопаток,

l — длина лопатки вдоль оси канала,

β — угол между лопаткой и касательной к окружности радиуса R ,

ε — расстояние между лопатками

Ко второй группе завихрителей относятся аксиально-лопаточные, аксиально-тангенциальные, шнековые и ленточные завихрители

Аксиально-лопаточный завихритель представляет собой осевой направляющий аппарат с лопатками, расположенными по радиусу канала. Лопатки крепятся к внешнему кольцу и центральному телу и располагаются под некоторым углом к оси канала. Данный тип завихрителя характеризуется следующими параметрами

R — радиус цилиндрического канала,

R_0 — радиус центрального тела,

i — количество лопаток,

β — угол закрутки лопаток

Закручивающие поток лопатки могут быть плоскими или профилированными с целью обеспечения безвихревого течения

является комбинацией аксиально-лопаточного и тангенциально-лопаточного завихрителей и характеризуется следующими геометрическими параметрами

R — радиус цилиндрического канала,

R_0 — радиус центрального тела,

i — количество лопаток,

α, β — углы установки лопаток

Шнековые и ленточные завихрители могут иметь постоянный или переменный угол закрутки по длине канала. Данные типы завихрителей используются, как правило, для формирования распределенной закрутки.

В отдельных случаях, в частности, в химической технологии для закрутки вязких жидкостей применяются вращающиеся механические устройства — вертушки с лопастями и т.п. В таких завихрителях поток закручивается по закону твердого тела. Основными параметрами завихрителя являются угловая скорость вращения приводного вала и внешний радиус лопастей R_b (рис. 2.4)

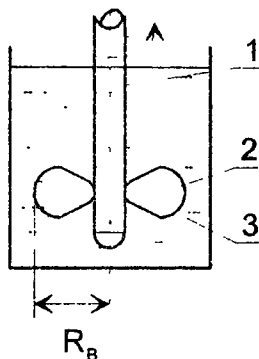


Рис. 2.4
Завихритель с вращающимися лопастями
1 — приводной вал,
2 — лопасти,
3 — сосуд с жидкостью

Интересным примером технической реализации данного способа закрутки является использование металлических шариков, которые движутся в жидкости под действием наложенного вращающегося магнитного поля. Такие устройства применяются в лабораторной технике для интенсификации процессов перемешивания или растворения реактивов.

Иногда для создания закрутки потока применяется непосредственное вращение канала или вихревой камеры. Такой способ используется, например, в металлургии при центробежном литье заготовок (рис. 1.6.) Другим примером является закрутка потока в камере сгорания вращающихся ракет или активно-реактивных снарядов.

Завихрители третьей группы могут создавать частичную закрутку потока либо в центральной области канала, либо в его пристенной зоне (рис. 2.5)

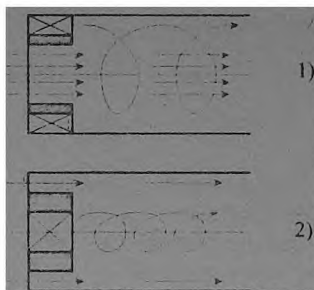


Рис. 2.5

Схемы частичной закрутки потока:

- 1 – в пристенной области;
2 – в центральной области

При этом для закрутки потока используются тангенциальные, аксиально-лопаточные, шнековые завихрители, а также внутреннее оребрение или спиральная накатка канала. Последние два способа создают закрутку по всей длине канала.

2.2. Закон закрутки

Основные характеристики закрученного потока можно разделить на две группы, первая из которых определяет характер распределения вращательного движения по радиусу потока в плоскости, перпендикулярной его оси (*закон закрутки*), а вторая – интенсивность вращательного движения (*интенсивность закрутки*).

Рассмотрим простейший случай закрученного течения в рамках следующих допущений:

- течение осесимметрично (параметры потока не зависят от угловой координаты φ);
- течение радиально-уравновешенное (радиальная компонента вектора скорости $v_r = 0$);
- течение плоское (осевой поток отсутствует), т.е. осевая компонента вектора скорости $u = 0$.

При этом единственной ненулевой компонентой будет окружная (тангенциальная) скорость w , которая зависит только от радиальной координаты r .

Для описания закона закрутки используются следующие функции:

1. Радиальное распределение тангенциальной скорости

$$w(r) = f_1(r) \quad (2.3)$$

2. *Завихренность* (ротор вектора скорости $\vec{v}$). В рассматриваемом случае отлична от нуля только z -компонента вектора $\vec{\omega}$.

$$\vec{\omega}(r) = \text{rot} \vec{v} = \left[0, 0, \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r w) \right] = f_2(r) \quad (2.4)$$

3 Циркуляция вдоль concentрических траекторий вращательного движения:

$$\Gamma(r) = 2\pi r w(r) = f_3(r) \quad (2.5)$$

4. Угловая скорость относительно оси симметрии потока:

$$\Omega(r) = \frac{1}{r} w(r) = f_4(r) \quad (2.6)$$

Отметим, что эти характеристики можно распространить и на более сложные типы закрученных потоков.

Рассмотрим наиболее типичные законы закрутки

1. *Квазитвердое вращение* (КТВ) характеризуется вращением потока по закону твердого тела, т.е. величина окружной скорости w пропорциональна радиальной координате r (рис 2 ба)

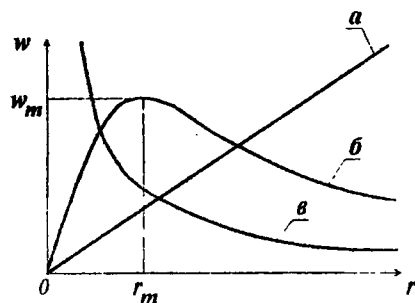


Рис 2.6
Основные законы закрутки:
а — вынужденный вихрь;
б — свободный вихрь;
в — вихрь Рэнкина

Такой тип течения называется *вынужденный вихрь*; характеристики закрутки для него имеют следующий вид:

$$w(r) = C_1 r = \Omega r \quad (2.7)$$

$$\omega = 2C_1 = 2\Omega = \text{const} \quad (2.8)$$

$$\Gamma(r) = 2\pi C_1 r^2 = 2\pi \Omega r^2 \quad (2.9)$$

$$\Omega = C_1 = \text{const} \quad (2.10)$$

2. *Квазипотенциальное или безвихревое вращение* (КПВ) характеризуется тем, что завихренность равна нулю. Из (2.4) следует, что

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r \cdot w(r)] = 0, \text{ т.е. } r \cdot w(r) = C_2 = \text{const}$$

Окружная скорость для КПВ $w(r)$ обратно пропорциональна радиальной координате r (рис. 2 бб). Такой тип течения называется *свободный вихрь*; характеристики закрутки для него имеют вид:

$$w(r) = \frac{C_2}{r} = \Omega \cdot r \quad (2.11)$$

$$\omega = 0 \quad (2.12)$$

$$\Gamma = 2\pi C_2 = \text{const} \quad (2.13)$$

$$\Omega(r) = \frac{C_2}{r^2} \quad (2.14)$$

3 *Составной вихрь Рэнкина* характеризуется наличием центрального приосевого ядра с течением, близким к КТВ, и периферийного свободного вихря с течением, близким к КПВ. При этом максимум окружной скорости w_m достигается на некотором радиусе r_m , разделяющем области с КТВ и КПВ (рис. 2.6в). Данный тип течения наиболее точно описывает закон закрутки в реальных потоках. Основные характеристики закрутки для вихря Рэнкина имеют следующий вид

$$w(r) = \frac{C_3}{r} \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_m^2}\right) \right] \quad (2.15)$$

$$\varphi(r) = \frac{2C_3}{r_m^2} \exp\left(-\frac{r^2}{r_m^2}\right) \quad (2.16)$$

$$\Gamma(r) = 2\pi C_3 \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_m^2}\right) \right] \quad (2.17)$$

$$\Omega(r) = \frac{C_3}{r^2} \left[1 - \exp\left(-\frac{r^2}{r_m^2}\right) \right] \quad (2.18)$$

где $C_3 = \frac{e}{e-1} w_m \cdot r_m \approx 1.582 w_m \cdot r_m = \text{const}$

Для описания закона закрутки в различных технических устройствах используются многочисленные приближенные зависимости, включающие один и более параметров. Численные значения параметров определяются путем аппроксимации опытных данных с помощью этих зависимостей.

Левелленом предложен экспоненциальный закон изменения $w(r)$

$$w(r) = w_{cm} \frac{R}{r} \frac{[1 - \exp(-m\psi)]}{[1 - \exp(-m)]} \quad (2.19)$$

где ψ — безразмерная функция тока, которая на стенке равна единице,

m — параметр, определяющий положение радиальной координаты перехода от КТВ к КПВ,

$w_{cm} = w(R)$ — значение тангенциальной скорости на стенке канала

Такой закон характеризует плавное изменение $w(r)$ по кривой с максимумом. При $m \rightarrow 0$ из него следует закон квазитвердого вращения, при $m \rightarrow \infty$ – закон квазипотенциального вращения

В ряде работ предложены следующие простые аппроксимационные формулы

$$w(r)r^m = \text{const}, \quad (2.20)$$

где $-1 \leq m \leq 1$

$$w(r) = w_{cm} \left(\frac{r}{R} \right)^m \quad (2.21)$$

где $0 \leq m \leq 1$

Для вихревых и циклонных камер используются следующие параметры

$$w(r) = w_m \frac{2\eta}{1 + \eta^2}, \quad (2.22)$$

где $\eta = \frac{r}{r_m}$ – безразмерная радиальная координата

Зависимость, предложенная С.В.Карповым, учитывает изменение закона закрутки по длине вихревой камеры

$$w(r) = w_m \left(\frac{2\eta}{1 + \eta^m} \right)^{n(z)} \quad (2.23)$$

Параметр n находится для каждого сечения z вихревой камеры, величина параметра $m = 1.87$ наиболее корректно отражает закон закрутки для широкого класса вихревых камер

2.3. Интенсивность закрутки

Вследствие большого разнообразия законов закрутки, которые могут быть реализованы в реальных потоках, весьма актуальным является выбор универсального критерия интенсивности закрутки, который мог бы служить параметром подобия при сравнении различных закрученных течений. В большинстве работ, посвященных закрученным течениям в каналах, интенсивность закрутки характеризуется следующими параметрами

Параметр Магера, представляющий собой безразмерную тангенциальную скорость на стенке канала

$$\alpha = \frac{w(R)}{v_{\max}} = \frac{w(R)}{a_0} \sqrt{\frac{k-1}{2}} \quad (2.24)$$

где a_0 – скорость звука, рассчитанная по параметрам торможения,

k – показатель адиабаты газа.

$$\tau'_{\max} = a_0 \sqrt{\frac{2}{k-1}} - \text{максимальная скорость истечения}$$

При течении в соплах Лаваля этот параметр рассчитывается по тангенциальной скорости в критическом сечении сопла:

$$\alpha_{kp} = \frac{w(r_{kp})}{\tau'_{\max}} = \frac{w(r_{kp})}{a_0} \sqrt{\frac{k-1}{2}} \quad (2.25)$$

Число Россби, равное отношению постоянной по сечению осевой компоненты вектора скорости к удвоенной ее тангенциальной составляющей на стенке канала

$$Ro = \frac{\bar{u}}{2w(R)} \quad (2.26)$$

Число Френкеля - отношение тангенциальной компоненты вектора скорости на стенке канала к осевой скорости на входе в канал

$$F = \left[\frac{w(R)}{u(R)} \right]_{\max} \quad (2.27)$$

Угол закрутки

$$\alpha(z) = \arctg \left[\frac{w(R, z)}{u(R, z)} \right] \quad (2.28)$$

Очевидно, что все эти параметры не могут служить критериями подобия, так характеризуют закрутку только по величине w на стенке канала и не учитывают закон ее изменения по радиусу. Они пригодны только для сравнения течений с одинаковым законом закрутки, но с разной ее интенсивностью. Параметры (2.24) (2.28) являются локальными критериями интенсивности закрутки. Для течений с произвольным законом закрутки $w(r)$ необходимо использовать интегральные критерии интенсивности закрутки. Основная цель их введения состоит в нахождении такого параметра, который позволял бы определять сравнительное воздействие закрутки на характеристики течения, в частности на коэффициент расхода сопла. Рассмотрим некоторые из них.

Параметр Г. Г. Чернового, полученный для радиально-уравновешенного потока в сопле Лаваля ($V=0$) с помощью линеаризации уравнений движения

$$\varepsilon = \int_0^1 \int_0^1 \left[\frac{\bar{r}^2 (\psi')^2 d\psi'}{\psi'^2} \right] d\psi, \quad (2.29)$$

где $\bar{r} = \frac{wr}{w_m \cdot r_{kp}}$ - безразмерная циркуляция

В работах Н.Н.Славянова численными расчетами показано, что параметр ε достаточно хорошо моделирует произвольно закрученное течение. Однако этот параметр слишком сложен для инженерной практики. Для описания безвихревой закрутки в силу особенностей, появляющихся в интеграле (2.29), применять его нельзя.

В ряде работ используется средняя мощность циркуляции.

$$\langle |\Gamma|^2 \rangle = \frac{1}{\psi_0} \int_0^1 |\Gamma(\psi')|^2 d\psi' \quad (2.30)$$

Наибольшее распространение получил безразмерный параметр интенсивности закрутки Хигира-Бэра:

$$\Phi = \frac{K_\phi}{K_z R} \quad (2.31)$$

где $K_\phi = 2\pi \int_0^R \rho u w r^2 dr$ – осевой поток момента импульса,

$$K_z = 2\pi \int_0^R \rho u^2 r dr$$

– осевой поток импульса;
 ρ – плотность газа.

Величина Φ должна рассчитываться по известным радиальным распределениям $\rho(r)$, $u(r)$, $w(r)$, которые заранее, как правило, неизвестны. В инженерной практике параметр Φ рассчитывается по приближенным формулам через геометрические характеристики различных типов завихрителей. Приведем некоторые формулы для расчета параметра Хигира-Бэра на входе в канал $\Phi_{\text{вх}}$ при различных способах начальной закрутки.

Тангенциальный завихритель (рис. 2.1):

$$\Phi_{\text{вх}} = \frac{\pi R R_{\text{вх}}}{S_{\text{вх}}} - \frac{\pi R(R - r_{\text{вх}})}{i r_{\text{вх}}^2} \quad (2.32)$$

где $r_{\text{вх}}$ – радиус подводящего патрубка.

Улиточный завихритель (рис. 2.2):

$$\Phi_{\text{вх}} = \frac{\pi R R_{\text{вх}}}{S_{\text{вх}}} = \frac{R(R - \vartheta, 2)}{i a \vartheta} \quad (2.33)$$

Тангенциально-лопаточный завихритель (рис. 2.3):

$$\Phi_{\text{вх}} = \frac{\pi R R_{\text{вх}}}{S_{\text{вх}}} = \frac{\pi R^2}{i l \varepsilon} \cos \beta \quad (2.34)$$

Изотермическая вихревая камера:

$$\Phi = \frac{(K_\phi)_{вх}}{(K_z)_{вых} r_{кр}} = \frac{\pi R r_{кр}}{S_{вх}} \quad (2.35)$$

где $(K_\phi)_{вх}, (K_z)_{вых}$ — значения соответствующих потоков на входе и выходе камеры, соответственно.

В зависимости от величины критерия интенсивности закрутки закрученные потоки можно классифицировать следующим образом.

Слабо закрученный поток ($\Phi < 0.4$) характеризуется тем, что в любом сего сечении осевая (аксиальная) составляющая скорости имеет на оси максимальное значение. Профиль $u(r)$ по виду не отличается от профиля проточного потока (рис. 2.7а).

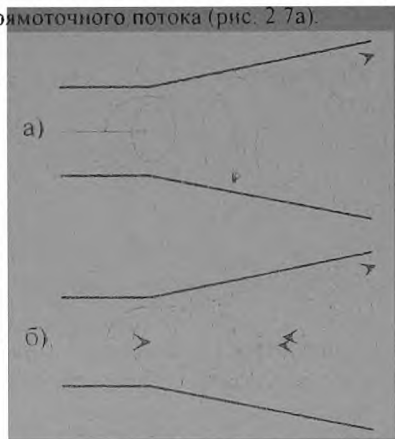


Рис. 2.7

Классификация закрученных потоков по параметру Хигира-Бэра.

а) слабо закрученный поток

($\Phi < 0.4$);

б) сильно закрученный поток

($\Phi > 0.6$)

Умеренно закрученный поток характеризуется "провалом" осевой составляющей скорости по направлению к оси потока. Обратного течения по оси нет, профиль $u(r)$ имеет M -образную форму.

Сильно закрученный поток ($\Phi > 0.6$) характеризуется наличием приосевой торoidalной зоны обратных токов (рис. 2.7б).

В первом приближении для оценки степени закрутки потока можно использовать критическое значение параметра Хигира-Бэра $\Phi \approx 0.5$, разделяющее потоки с сильной ($\Phi > 0.6$) и слабой ($\Phi < 0.4$) закруткой.

Отметим, что единого мнения об оптимальном критерии интенсивности закрутки нет. Отсутствуют какие-либо данные о критериях подобия для двухфазных закрученных течений. Поэтому одной из дальнейших задач теоретических и экспериментальных исследований является нахождение достаточно простого и в то же время универсального критерия подобия.



Лекция третья

МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКОВ

При исследовании закрученных течений жидкости, газа или многофазных сред возможны два подхода теоретический и экспериментальный. При теоретическом подходе анализируется *математическая модель* реального процесса (т.е. система уравнений, описывающая данный процесс с той или иной степенью точности). Адекватность математической модели характеризует степень ее достоверности при описании реального процесса.

При экспериментальном подходе изучается либо реальный процесс (натурный эксперимент), либо его *физическая модель* (физическое моделирование).

3.1. Измеряемые параметры

В гомогенных потоках газа или жидкости измеряемыми параметрами являются пространственно-временные распределения компонент вектора скорости $v(r, \varphi, z, t)$, $w(r, \varphi, z, t)$, $u(r, \varphi, z, t)$, давления $p(r, \varphi, z, t)$ и плотности (для газовых потоков) $\rho(r, \varphi, z, t)$.

В гетерогенных потоках дополнительно измеряются распределения концентрации и размеров частиц конденсированной фазы. Концентрация частиц является одной из важнейших характеристик двухфазного потока. Различают счетную c_n , объемную c_v и массовую c_m концентрации, которые равны, соответственно количеству, объему и массе частиц в единице объема двухфазной среды. Связь между ними дается соотношениями

$$c_n = c_v \left[\frac{\pi}{6} \int_0^{\infty} D^3 f(D) dD \right]^{-1} = c_m \left[\frac{\pi \rho_k}{6} \int_0^{\infty} D^3 f(D) dD \right]^{-1} \quad (3.1)$$

$$c_v = c_n \frac{\pi}{6} \int_0^{\infty} D^3 f(D) dD = \frac{c_m}{\rho_k}$$

$$c_m = c_n \frac{\pi \rho_k}{6} \int_0^{\infty} D^3 f(D) dD = c_v \rho_k$$

где ρ_k – плотность материала частиц,

$f(D)$ – функция распределения частиц по размерам

В монодисперсных потоках размеры всех частиц одинаковы ($D = \text{const}$) Конденсированные частицы в двухфазных потоках, как правило, полидисперсны, т.е. имеют различные размеры Дисперсный состав совокупности частиц характеризуется дифференциальной *функцией распределения частиц по размерам* (рис. 3.1), которая определена таким образом, что

$$\int_{D_1}^{D_2} f(D) dD = P[D_1 < D < D_2] \quad (3.2)$$

где $P[D_1 < D < D_2]$ – вероятность того, что диаметр частиц D лежит в интервале $[D_1, D_2]$ При этом $f(D)dD$ – доля числа частиц, диаметр которых лежит в пределах $[D, D + dD]$

Очевидным условием нормировки является соотношение.

$$\int_0^{\infty} f(D) dD = 1 \quad (3.3)$$

Функция распределения $f(D)$ имеет две наглядные геометрические характеристики – модальный (наиболее вероятный) диаметр D_m , при котором $f(D)$ имеет абсолютный максимум $f(D_m)$ и относительную полуширину B (расстояние между ветвями функции распределения на уровне $f(D) = \frac{1}{2} f(D_m)$ равно $2B$)

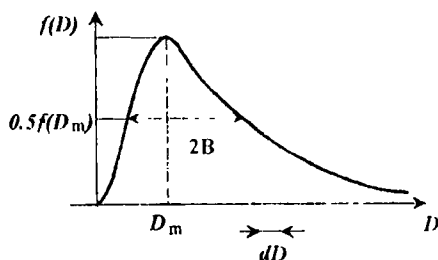


Рис. 3.1
Функция распределения частиц по размерам $f(D)$
 D_m – модальный диаметр,
 B – полуширина распределения

Приведем некоторые наиболее распространенные законы распределения частиц в двухфазных потоках

Обобщенное гамма-распределение

$$f(D) = aD^{\alpha} \exp(-bD^{\beta}) \quad (3.4)$$

Гамма-распределение

$$f(D) = aD^{\alpha} \exp(-bD) \quad (3.5)$$

Логарифмически нормальное распределение

$$f(D) = aD^{-1} \exp\left[-b(\ln \beta D)^2\right] \quad (3.6)$$

Здесь a – нормирующий множитель, который определяется из условия (3.3)

b, α, β – параметры распределения

Отметим, что наряду с одномодальными существуют и полимодальные распределения, которые описываются суммой приведенных выше функций $f(D)$

Кроме функции распределения для описания дисперсного состава совокупности частиц применяются различные методы осреднения размеров частиц полифракционного вещества и приведения его к условному монодисперсному составу. Выражение для обобщенного среднего диаметра имеет вид:

$$D_{mn} = \left(\frac{\int_0^{\infty} D^m f(D) dD}{\int_0^{\infty} D^n f(D) dD} \right)^{\frac{1}{m-n}} \quad (3.7)$$

Варьируя m, n (целые числа) можно получить множество средних размеров D_{mn} . Наиболее распространенными из них являются.

D_{10} – среднеарифметический диаметр;

D_{20} – среднегеометрический диаметр,

D_{43} – среднемассовый диаметр;

D_{32} – средний объемно-поверхностный диаметр

В неизотермических потоках наряду с отмеченными выше измеряются следующие параметры: температура газа и частиц, тепловой поток в стенку вихревой камеры, полнота сгорания, химический состав компонентов топливной смеси и продуктов сгорания

3.2 Измерение тангенциальной скорости

При экспериментальном исследовании закрученных потоков используется весь арсенал методов диагностики, разработанных для измерения параметров течений газа и жидкости. Однако измерения некоторых параметров (в частности, тангенциальной компоненты вектора скорости) имеют свою специфику и требуют применения специальных методов. Рассмотрим некоторые классические и оригинальные методы применительно к измерениям в закрученных потоках (в вихревых камерах и в струях).

Для измерения тангенциальной скорости в крупногабаритных устройствах (циклонах, гидроциклонах, вихревых камерах) используются различные механические устройства – вращающиеся флюгеры, шарики, флажки, лопаточные колеса и т.п. При этом скорость этих датчиков регистрируется стробоскопическими методами или вращающейся оптикой.

Наибольшее распространение при исследовании вихревых камер получили пневмометрические зонды – плоские трехканальные, цилиндрические, шелевые, шаровые пятиканальные, трубки Пито с G -образным плоским насадком и т.д. Зонды, как правило, перемещаются по радиусу вихревой камеры и измеряют радиальные распределения давления и компонент вектора скорости.

К достоинствам зондовых методов относятся надежность, простота аппаратуры и возможность измерения всех компонент вектора скорости. Однако введение зонда в поток искажает реальную картину течения. При определенных условиях зонд может возмущать поле течения настолько, что будет изменяться характер исследуемого процесса. К основным искажающим факторам относятся торможение потока и связанное с ним искажение профиля скорости, а также смещение оси вихря в сторону зонда (при этом смещается не только профиль давления, но и профиль скорости).

К недостаткам зондового метода относится также невозможность измерения нестационарных потоков из-за его плохих динамических характеристик. Причем улучшение временного разрешения датчика связано с увеличением диаметра зонда, при этом возрастают погрешности измерений из-за искажения структуры потока.

Для измерения пульсаций скорости в турбулентных потоках (как изотермических, так и неизотермических) наиболее распространен метод *термоанемометра* с нагретой нитью или пленкой. Этот метод разрабатывался и совершенствовался в течение ряда десятилетий, и большинство известных в литературе экспериментальных результатов получено с его помощью.

Чувствительным элементом датчика термоанемометра является тонкая нить из вольфрама, платины, платиноиридия, платинородия и др. Диаметр нити находится в пределах $(1 \div 15) \text{ мкм}$, а длина $(0,5 \div 5) \text{ мм}$. Для обеспечения чувствительности нити к скорости потока ее температура должна быть отличной от температуры измеряемой среды. Это достигается подогревом нити электрическим током.

В стационарном ламинарном потоке термоанемометр находится в тепловом равновесии (выделяемое на нити за счет падения напряжения джоулево тепло равно теплопередаче в газовый поток). Под воздействием пульсаций скорости в потоке изменяются условия теплообмена и электрическое сопротивление нити, что приводит к пульсациям напряжения на ней. Последние регистрируются специальной измерительной схемой и обрабатываются с целью получения необходимой информации о параметрах потока.

3.3. Симметричный цилиндрический зонд

При выборе пневмометрического зонда для измерений параметров потока в вихревой камере необходимо учитывать следующие требования:

- обеспечение осесимметричности течения для фиксирования оси вихря на оси камеры,
- для уменьшения торможения вихря диаметр зонда должен быть минимально возможным,
- для предотвращения искажения профиля скорости зонд не должен нарушать симметрию потока в вихревой камере.

Максимально удовлетворяет указанным требованиям *симметричный цилиндрический зонд*, проходящий через весь диаметр камеры (рис. 3.2).

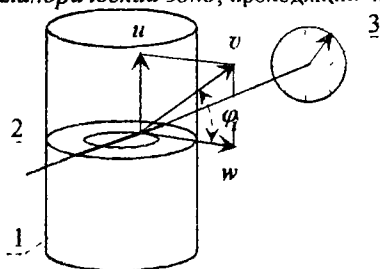


Рис. 3.2

Схема цилиндрического зонда
1 – вихревая камера,
2 – цилиндрический зонд,
3 – индикатор угла поворота φ

Зонд представляет собой тонкую металлическую трубку из нержавеющей стали диаметром $(1 \div 3) \text{ мм}$, на боковой поверхности которой выполнено приемное отверстие диаметром $(0,2 \div 0,3) \text{ мм}$. Зонд проходит через соосные отверстия в боковых стенках вихревой камеры с возможностью его свободного

перемещения по радиусу камеры и вращения вокруг оси зонда. В этом случае при передвижении приемного отверстия не происходит изменения течения в вихревой камере. Радиальное перемещение зонда фиксируется специальным координатником, а его вращение вокруг оси – угловым индикатором. С помощью тонкого гибкого шланга зонд соединяется с микроманометром или U-образным манометром.

Градуировка зонда

Если приемное отверстие зонда направлено строго навстречу набегающему потоку, то манометр зафиксирует полное давление p_n , равное сумме статического p и динамического $p_{дин}$ давлений

$$p_n = p + p_{дин} = p + \frac{\rho |\vec{v}|^2}{2} \quad (3.8)$$

При вращении зонда вокруг оси измеряемое им давление будет уменьшаться и при некотором значении угла поворота $\varphi_{см}$ манометр зафиксирует давление, равное статическому p . Отметим, что величина $\varphi_{см}$ зависит как от конструкции зонда, так и от параметров потока. Целью градуировки является определение зависимости $\varphi_{см}$ от полного давления p_n для конкретного зонда. Схема градуировки представлена на рис. 3.3

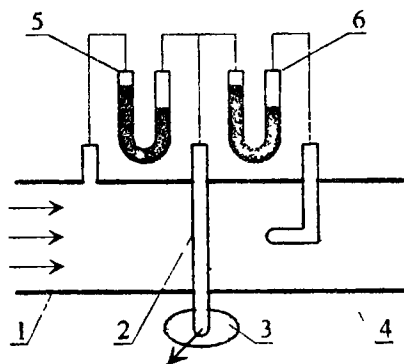


Рис. 3.3

Схема градуировки зонда

- 1 – труба,
- 2 – цилиндрический зонд,
- 3 – индикатор угла поворота φ ;
- 4 – трубка Пито,
- 5, 6 – U-образные манометры

В цилиндрической трубе 1 по ее диаметру устанавливается зонд 2 с индикатором угла поворота 3, при этом приемное отверстие зонда фиксируется на оси трубы. Для измерения полного давления p_n по оси трубы смонтирована трубка Пито 4, а для измерения статического давления p в боковой стенке трубы выполнено приемное отверстие, соединенное с U-образным манометром.

Порядок градуировки следующий. Для заданного расхода воздуха на входе в трубу приемное отверстие зонда ориентируется навстречу потоку, при этом уровни жидкости в манометре 6 уравниваются, что соответствует измерению полного давления p_n . Индикатор угла поворота зонда устанавливается в положение $\varphi = 0$

Вращением зонда вокруг оси устанавливается угол поворота φ_{cm} , соответствующий измерению статического давления p (при этом уравниваются уровни жидкости в манометре 5). Варьируя расход воздуха на входе в трубу, можно получить градуировочную зависимость $\varphi_{cm}(\dot{p}_n)$ для необходимого диапазона измерений.

Проведение измерений

Отградуированный зонд устанавливается в исследуемом сечении z вихревой камеры, с помощью координатника радиальная координата приемного отверстия фиксируется в заданном положении r в диапазоне $r = 0 \div R$. Приемное отверстие зонда ориентируется таким образом, чтобы его ось лежала в плоскости перпендикулярной оси вихревой камеры (при этом показание индикатора соответствует значению угла поворота $\varphi = 0$).

После подачи воздуха в вихревую камеру вращением зонда устанавливается угол φ_0 , соответствующий максимальному измеряемому давлению $p_{max} = p_n$. Далее, после поворота зонда на угол $(\varphi_0 + \varphi_{cm})$ по часовой стрелке и $(\varphi_0 - \varphi_{cm})$ против часовой стрелки измеряется величина статического давления

$$p = \frac{1}{2} [p_{(\varphi_0 + \varphi_{cm})} + p_{(\varphi_0 - \varphi_{cm})}] \quad (3.9)$$

В соответствие с (3.8) по измеренным значениям p_n , p рассчитываются модуль вектора скорости

$$|\vec{v}| = \sqrt{\frac{2}{\rho} (p_n - p)} \quad (3.10)$$

а по измеренному значению φ_0 рассчитываются тангенциальная и осевая компоненты $\vec{v}$.

$$w = |\vec{v}| \cos \varphi_o = \cos \varphi_o \sqrt{\frac{2}{\rho} (p_n - p)},$$

$$u = |\vec{v}| \sin \varphi_o = \sin \varphi_o \sqrt{\frac{2}{\rho} (p_n - p)}.$$
(3.11)

К недостаткам рассматриваемого метода относится невозможность измерения радиальной компоненты вектора скорости $\vec{v}$. Отметим, что цилиндрическим зондом без существенной погрешности можно измерять трехмерное поле скорости при условии, что модуль скорости больше ее составляющей, направленной вдоль оси зонда (в данном случае радиальной скорости v) в 10 и более раз. Это условие, как правило, выполняется для реальных вихревых камер.

При введении зонда в поток происходит торможение тангенциальной скорости и уменьшение статического давления. Для учета вносимого зондом погрешностей используется поправочная функция $S(r)$, равная отношению распределений статического давления, измеренных на торцевой стенке камеры с зондом ($p^{зонд}$) и без зонда ($p^{б/зонд}$). Уточненные значения давления и скорости рассчитываются по формулам.

$$p^*(r) = \frac{p(r)}{S(r)}; \quad w^*(r) = \frac{w(r)}{S^2(r)},$$
(3.12)

где $S(r) = \frac{p^{зонд}(r)}{p^{б/зонд}(r)}$ – поправочная функция.

С учетом (3.12) суммарная погрешность измерений параметров потока симметричным цилиндрическим зондом не превышает 5%.

3.4. Определение тангенциальной скорости по измеренному градиенту давления в вихревой камере

Введение зонда в объем вихревой камеры нарушает структуру потока, поэтому предпочтительнее использовать беззондовые методы. Одним из них является косвенный метод измерения распределения тангенциальной компоненты вектора скорости $w(r)$ в вихревой камере по измеренному распределению статического давления $p(r)$ на днище вихревой камеры. Схема измерения представлена на рис. 3.4

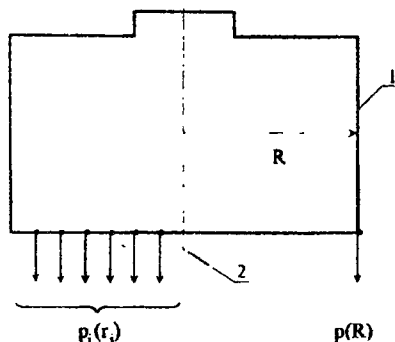


Рис 3 4

Схема измерения распределения $p(r)$.

- 1 – вихревая камера,
- 2 – приемные отверстия для измерения давления

Из уравнений движения газа в рамках одномерной модели (параметры потока зависят только от радиальной координаты r) можно получить выражение для радиального градиента давления:

$$\frac{dp}{dr} \approx \rho \frac{w^2(r)}{r} \left[1 + \frac{v^2(R)}{w^2(R)} \right] \quad (3.13)$$

Для типичных вихревых камер радиальная скорость обычно мала ($v/w \sim 10^{-2} + 10^{-3}$), и из (3.13) следует.

$$w(r) = \sqrt{\frac{r}{\rho} \frac{dp(r)}{dr}} \quad (3.14)$$

Распределение $p(r)$, точнее $p_i(r_i)$, на торцевой стенке вихревой камеры измеряется с помощью дренажных отверстий, к которым подсоединяются датчики давления. По измеренной зависимости $p(r)$ численным дифференцированием (3.14) находится распределение $w(r)$.

При больших значениях скорости потока необходимо учитывать сжимаемость газа. Рассматривая процесс течения в вихревой камере адиабатическим, плотность газа ρ можно рассчитать по формуле:

$$\rho(r) = \rho(R) \left[\frac{p(r)}{p(R)} \right]^{\frac{1}{k}} \quad (3.15)$$

где $\rho(R)$, $p(R)$ – плотность и давление газа на периферии вихревой камеры. Подставляя (3.15) в (3.14) получим

$$w(r) = \sqrt{\rho(R) \left[\frac{p(r)}{\rho(R)} \right]^{\frac{1}{k}} \frac{dp(r)}{dr}} \quad (3.16)$$

Погрешность данного метода составляет $\sim 5\%$ в области $\bar{r} = (r/R) = 0 \div 0.8$. Погрешность в большой степени зависит от алгоритма операции численного дифференцирования таблично заданной функции $p_i(r)$. Данная задача относится к классу некорректных обратных задач математической физики. Для ее решения необходимо использовать специальные методы (сглаживание, регуляризация и т.д.).

Следует отметить, что рассматриваемый метод можно использовать для измерения $w(r)$ в длинных вихревых камерах с распределенным подводом газа; для таких камер одномерная модель течения является достаточно адекватной.

3.5. Измерение поля статического давления с помощью свободной поверхности жидкости

При измерении радиального распределения статического давления $p(r)$ на торцевой поверхности вихревой камеры небольших габаритов размещение большого количества приемных отверстий связано с техническими сложностями. В работах И.И. Смутьского был предложен оригинальный метод измерения $p(r)$ с помощью свободной поверхности жидкости (рис. 3.5).

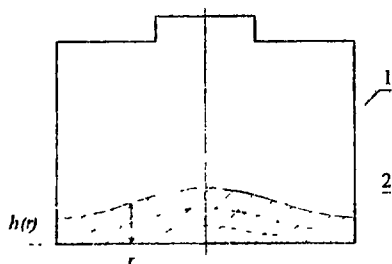


Рис. 3.5
Схема измерения распределения $p(r)$
1 – вихревая камера,
2 – жидкость

Нижняя часть вихревой камеры заполняется вязкой жидкостью. При установившемся движении формируется распределение $p(r)$, одинаковое по высоте вихревой камеры (в предположении одномерности течения). Под воздействием этого давления свободная поверхность жидкости искривляется и формируется профиль $h(r)$, где $h(r)$ — высота столба жидкости на радиусе r .

Давление на торцевой стенке вихревой камеры можно представить в виде суммы

$$p_o(r) = p(r) + \rho_{ж} h(r) \quad (3.17)$$

где $p(r)$ – давление газа над жидкостью;

$\rho_{ж} h(r)$ – давление столба жидкости высотой $h(r)$,

$\rho_{ж}$ – плотность жидкости.

Если жидкость вязкая и не увлекается вихрем во вращение, то давление на дне будет везде одинаково

$$p_o = p(r) + \rho_{ж} h(r) = C \quad (3.18)$$

Константа C находится из условия на периферии вихревой камеры ($r = R$)

$$C = p(R) + \rho_{ж} h(R)$$

Подставляя C в (3.17), получим

$$p(r) = p(R) - \rho_{ж} [h(r) - h(R)] \quad (3.19)$$

Таким образом, для определения давления в вихревой камере по формуле (3.19) необходимо измерить давление на периферии камеры $p(R)$ и профиль свободной поверхности жидкости $h(r)$ (например, фотографированием через прозрачные стенки камеры)

Под действием вихря жидкость на торцевой стенке камеры может вовлекаться во вращение, что будет искажать результаты измерений. Для оценки погрешностей измерения $p(r)$ рассмотрим касательные напряжения в газе (τ) и в жидкости ($\tau_{ж}$) на поверхности раздела

$$\tau = -\mu \frac{\partial w}{\partial z}, \quad \tau_{ж} = -\mu_{ж} \frac{\partial w_{ж}}{\partial z} \quad (3.20)$$

где $\mu, \mu_{ж}$ – коэффициенты динамической вязкости газа и жидкости, соответственно

Так как на границе раздела фаз касательные напряжения равны ($\tau = \tau_{ж}$), то из (3.20) следует

$$\frac{\partial w_{ж}}{\partial z} = \frac{\mu}{\mu_{ж}} \frac{\partial w}{\partial z} \quad (3.21)$$

С учетом того, что скорости пропорциональны градиентам, тангенциальная скорость жидкости приближенно будет определяться как

$$w_{ж} \approx w \left(\frac{\mu}{\mu_{ж}} \right)$$

Выражая $w, w_{ж}$ через радиальные градиенты давления (3.14), получим отношение перепадов давления в жидкости и газе

$$\frac{\Delta p_{ж}}{\Delta p} \approx \frac{\rho_{ж}}{\rho} \left(\frac{\mu}{\mu_{ж}} \right)^2 \quad (3.22)$$

Подставляя в (3.22) значения плотности и динамической вязкости для различных жидкостей, получим следующие оценки

- для системы вода – воздух $\frac{\Delta p_{ж}}{\Delta p} \sim 0.2$,
- для системы вода – глицерин $\frac{\Delta p_{ж}}{\Delta p} \sim 4 \cdot 10^{-6}$

Таким образом, для достаточно вязких жидкостей радиальное изменение давления, вызванное ее вынужденным вращением, намного меньше радиального изменения давления в газе. В экспериментах в качестве жидкости обычно используют глицерин, подкрашенный тушью или белой окисью цинка. При использовании воды погрешность может достигать 20 %

При больших значениях тангенциальной скорости газа в камере увеличивается его воздействие на жидкость, и она приходит во вращение. Вблизи оси возникают большие разрежения, и высокий приосевой столбик жидкости разбрызгивается центробежными силами. После этого профиль свободной поверхности $h(r)$ не отражает радиального распределения статического давления в камере $p(r)$. Как показали эксперименты, вращение жидкости в типичных вихревых камерах наступает при значениях тангенциальной скорости $w_{max} \approx (10 \div 15) \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Согласно (3.14) и (3.19), высота поднятия жидкости в центре $h(0) - h(R)$ равна:

$$h(0) - h(R) = \frac{\rho}{\rho_{ж}} w_{max}^2 \int_0^1 \frac{w}{\bar{r} \cdot w_{max}} d\bar{r} \quad (3.23)$$

где $\bar{r} = \frac{r}{R}$,

w_{max} – значение тангенциальной скорости в вихревой камере, при которой жидкость вовлекается во вращение

С помощью уравнения (3.23) и экспериментально определенной w_{max} можно оценить границы применимости рассматриваемого метода для конкретной вихревой камеры



Лекция четвертая

МЕТОДЫ БЕСКОНТАКТНОЙ ДИАГНОСТИКИ

4.1. Классификация методов

Бесконтактные методы основаны на измерении взаимодействия с исследуемым потоком зондирующего излучения (*активная диагностика*) или собственного излучения потока (*пассивная диагностика*). В отличие от зондовых методов, которые являются узкоспециализированными, бесконтактные методы позволяют измерять, как правило, одновременно несколько параметров, т.е. являются многопрофильными.

По виду зондирующего излучения бесконтактные методы делятся на радиоактивные, рентгеновские и оптические. Радиоактивные методы включают деисигметрию и метод радиоактивных изотопов (МРИ). Денситометрия основана на измерении поглощения α , β или γ -излучения исследуемым потоком и позволяет определять концентрацию частиц в заданном участке двухфазного потока при этом ограничивающие поток стенки должны быть прозрачными для радиоактивного излучения. В МРИ источниками излучения являются сами частицы, "помеченные" радиоактивным веществом. Этот метод позволяет получить информацию о локальных характеристиках движения "меченных" частиц – скорости и ускорении, времени пребывания и траекториях частиц в потоке.

Рентгеновские методы включают рентгенофотосъемку, рентгенокиносъемку и рентгеновидеосъемку. Рентгенофотосъемка – это получение отдельных фотоснимков в рентгеновских лучах при малых и больших (метод греков) экспозициях. При исследовании динамики процессов рентгеновское излучение преобразуется в видимое с помощью специальных электронно-оптических преобразователей (ЭОП). Изображение с ЭОП может быть снято кинокамерой или записано на видеоманитовый. В последнем случае записывается сформированный ЭОП электрический сигнал. Рентгеновские методы используются в основном для визуализации двухфазных течений в непрозрачных каналах, однако в некоторых случаях с их помощью можно проводить и количественные измерения (распределение концентрации частиц в потоке, поле скоростей).

Просвечиванием поля течения в разных ракурсах с использованием специальных математических методов обработки, можно найти пространственное распределение частиц в потоке (томография).

Преимущество рассмотренных методов заключается в возможности изучения процессов в реальных установках (в каналах и вихревых камерах с непрозрачными стенками). Недостатками являются высокая стоимость аппаратуры, малая информативность методов, повышенные требования к технике безопасности при проведении экспериментов с вредным для здоровья излучением

Наибольшее распространение в практике получили оптические методы диагностики, обладающие высокой информативностью. Классификация этих методов представлена на рис 4 1

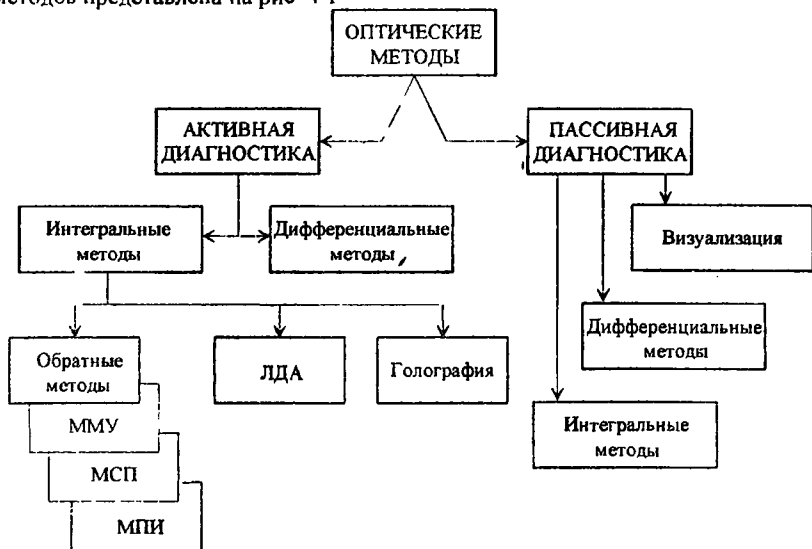


Рис. 4.1 Классификация оптических методов диагностики

К методам пассивной диагностики относятся визуализация потока, дифференциальные и интегральные методы.

Визуализация закрученного течения позволяет наблюдать и выявлять детальную структуру потока. Для визуализации течения жидкостей используются краска, алюминиевая пудра, чернила и т.д., а для газов – соляная кислота, четыреххлористый титан, а также сигаретный дым. Визуализированный поток регистрируется с помощью фото-, кино- и видеосъемки (импульсная и теневая съемка, стробоскопическая съемка, скоростная киносъемка и т.д.).

В дифференциальных и интегральных методах пассивной диагностики излучение от измерительного объема, выделяемого в исследуемом потоке специальной оптической системой, регистрируется и обрабатывается с помощью оптико-электронного прибора.

В дифференциальных методах вероятность появления в измерительном объеме более чем одной частицы минимальна (т.е. измерительный объем достаточно мал). Эти методы позволяют определять концентрацию, размеры, скорость, температуру отдельных частиц, проходящих через измерительный объем (фотоэлектрические счетчики, детекторы частиц и т.д.).

В интегральных методах анализируется излучение измерительного объема, в котором находится совокупность частиц (определение осредненной температуры потока методами оптической пирометрии, например).

Пассивные методы диагностики применяются, в основном, для светящихся объектов (пламена, раскаленные струи и т.п.).

Активные методы оптической диагностики также можно разделить на дифференциальные (в измерительном объеме находится одна частица) и интегральные (исследуется совокупность частиц). В дифференциальных методах анализируется результат взаимодействия зондирующего излучения с отдельной частицей (поглощение, рассеяние или отражение света).

В интегральных методах объем среды, приходящийся на отдельную частицу, намного меньше измерительного объема. К этим методам относятся *голография, лазерная доплеровская анемометрия (ЛДА) и обратные методы оптики аэрозолей*.

Голографические методы можно рассматривать как пространственную визуализацию потока. Они позволяют получить информацию о его структуре, распределении концентрации и дисперсности частиц (для двухфазных вращающихся потоков).

ЛДА используются в основном для измерения скоростей газа и частиц в потоке, однако в некоторых случаях позволяют получить информацию о концентрации и дисперсности частиц.

Обратные методы оптики аэрозолей основаны на измерении количественных характеристик рассеянного или ослабленного дисперсной средой зондирующего излучения и позволяют определять размеры и концентрацию частиц. В зависимости от угла наблюдения θ (угол между направлением распространения зондирующего луча и направлением от приемника излучения к измерительному объему) реализуются следующие методы:

$\theta = 0^\circ$ – метод спектральной прозрачности (МСП), при котором регистрируется ослабленное средой зондирующее излучение,

$0^\circ < \theta \leq 10^\circ$ – метод малых углов индикатрисы рассеяния (ММУ),

$\theta = 0^\circ \div 180^\circ$ – метод полной индикатрисы (МПИ);

$\theta = 180^\circ$ – лидарный метод, при котором регистрируется отраженный от среды сигнал.

4.2. Источник зондирующего излучения

Необходимым элементом оптико-электронного прибора при активных методах является источник зондирующего излучения. В качестве источников излучения используются газоразрядные приборы, лампы накаливания, полупроводниковые светодиоды и т.п. В частности, высокими метрологическими характеристиками обладают температурные лампы накаливания с плоской вольфрамовой нитью СИ-8-200 и СИ-10-300, излучение которых соответствует спектру *абсолютного черного тела* (АЧТ).

Качественный скачок в развитии оптических методов диагностики произошел с появлением в 60-х годах оптических квантовых генераторов (ОКГ) или *лазеров*. Термин “лазер” соответствует аббревиатуре “Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation” (усиление силы света с помощью вынужденного излучения).

Лазер является источником когерентного оптического излучения и представляет собой резонатор, состоящий из двух плоских или сферических зеркал, между которыми находится активная среда. По типу активной среды лазеры делятся на твердотельные, газовые, жидкостные и полупроводниковые. К твердотельным лазерам относятся рубиновый (длина волны излучения $\lambda = 0.6943$ мкм), лазер на стекле с введенными атомами неодима ($\lambda = 1.06$ мкм) и лазер на иттриево-алюминиевом графите ($\lambda = 1.06$ мкм). Твердотельные лазеры работают в основном в импульсном режиме, мощность излучения в импульсе – десятки киловатт. В газовом лазере активной средой является газ или смесь газов. Наиболее распространены гелий-неоновые ($\lambda = 0.63, 1.15; \text{ и } 3.39$ мкм), гелий-кадмиевые ($\lambda = 0.44$ мкм), аргоновые ($\lambda = 0.49 \text{ и } 0.5$ мкм) ОКГ, а также лазеры на углекислом газе ($\lambda = 10.6$ мкм). Эти лазеры излучают в основном в непрерывном режиме. Мощность излучения типичных газовых лазеров составляет $10^{-3} \div 10^{-1}$ Вт (гелий-неоновый и гелий-кадмиевый), $0.1 \div 10$ Вт (аргоновый), $1 \div 100$ Вт (лазер на углекислом газе).

В жидкостных лазерах в качестве активной среды используются растворы органических красителей. Основные их достоинства – возможность широкого выбора длины волны излучения и ее плавной перестройки.

Полупроводниковые лазеры являются малогабаритными приборами. Они позволяют получать излучение в широком спектральном диапазоне (от ультрафиолетового до инфракрасного). Большинство из них работает только в импульсном режиме и при температурах жидкого азота или гелия.

Основными характеристиками лазеров как источников зондирующего излучения являются режим работы (непрерывный или импульсный), длина волны и мощность излучения, расходимость пучка, спектральный состав излучения, когерентность излучения, а также флуктуации выходной мощности.

Малая расходимость пучка (которая обычно не превышает 2–3 угловых минут) позволяет технически легко решать задачу фокусировки луча в заданной точке исследуемого потока. Кроме того, для трансформации луча не требуются громоздкие детали оптической системы (линзы, призмы, зеркала и т.д.).

Спектральный состав излучения определяет степень его монохроматичности ($\Delta\lambda/\lambda$), где $\Delta\lambda$ – ширина спектральной линии. Высокая степень монохроматичности лазерного излучения в сочетании с его направленностью ставит лазер вне конкуренции с традиционными источниками света.

Предположим, что тепловой источник мощностью 1 Вт излучает в диапазоне $\lambda = (0,3 \div 1,3)$ мкм. При этом на длине волны $\lambda = 0,5$ мкм в полосе частот $\Delta\lambda = 5 \cdot 10^{-4}$ мкм будет сосредоточена мощность $5 \cdot 10^{-4}$ Вт. Такой источник на расстоянии 1 м создаст плотность потока излучения (в указанной полосе частот) $4 \cdot 10^{-5}$ Вт м⁻². В то же время излучение аргонного лазера мощностью 1 Вт сконцентрировано в пучке с площадью 1 мм², а ширина спектральной линии составляет $\Delta\lambda \sim 5 \cdot 10^{-5}$ мкм. Плотность потока излучения при этом 10^6 Вт м⁻², что в $2,5 \cdot 10^{10}$ раз больше, чем позволяет получить тепловой источник той же мощности.

В экспериментальных установках наиболее хорошо зарекомендовали себя газовые лазеры, обладающие рядом преимуществ перед другими типами ОКЛ (высокая степень монохроматичности, малая угловая расходимость пучка, малые флуктуации мощности, простота в эксплуатации и экономичность, невысокая стоимость).

4.3. Измерение температуры потока

В настоящее время разработано и доведено до практического применения большое количество методов бесконтактного измерения температуры раскаленных потоков. Рассмотрим два основных классических метода *оптической пирометрии* – цветовой и яркостной

Первый из них – *двухцветная пирометрия* (“метод сине–красного отношения”) основан на регистрации излучения исследуемого объекта в двух специально выбранных узких полосах спектра λ_a и λ_b (рис 4.2) Выходной сигнал пирометра, являющийся функцией температуры, есть отношение двух сигналов, пропорциональных спектральной интенсивности излучения в этих полосах $J(\lambda_a)$ и $J(\lambda_b)$

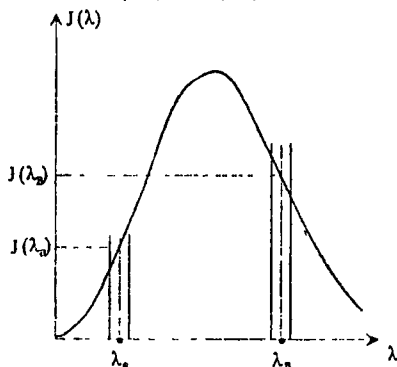


Рис. 4.2 Спектр излучения исследуемого объекта:
 $J(\lambda)$ – спектральная интенсивность излучения,
 λ_a, λ_b – длины волн, на которых проводится измерение

Схема оптического пирометра для реализации данного метода представлена на рис 4.3.

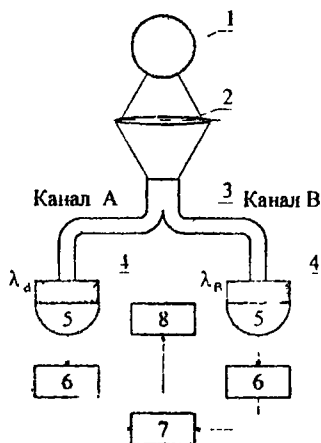


Рис 4 3
Схема оптического пирометра.

- 1 – исследуемый поток,
- 2 – оптическая система,
- 3 – световоды,
- 4 – светофильтры;
- 5 – приемники излучения,
- 6 – усилители,
- 7 – делитель,
- 8 – осциллограф

Излучение от исследуемого потока 1 через оптическую систему 2 и волоконные световоды 3 параллельно поступает по двум каналам (А и В), включающим светофильтры 4, приемники излучения 5 и усилители 6, на схему деления 7. С выхода делителя 7 сигнал, пропорциональный отношению интенсивностей излучения $J(\lambda_a)/J(\lambda_g)$, поступит на регистрирующий прибор (осциллограф) 8. Светофильтры 4 (стеклянные или интерференционные) выделяют из спектра излучения объекта $J(\lambda_a)$ и $J(\lambda_g)$. Выходной сигнал от каждого приемника излучения пропорционален интенсивности излучения на выбранной длине волны и связан с температурой объекта T и законом Вина:

$$\begin{aligned} J(\lambda_a) &= C_a \varepsilon_a \lambda_a^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_a T}\right) \\ J(\lambda_g) &= C_g \varepsilon_g \lambda_g^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_g T}\right) \end{aligned} \quad (4.1)$$

где C_a, C_g – приборные константы;

$\varepsilon_a, \varepsilon_g$ – коэффициенты черноты для λ_a и λ_g ,

$C_2 = 1.44 \cdot 10^7 \text{ нм} \cdot \text{К}$ – вторая постоянная Планка.

Из (4.1) следует:

$$\frac{J(\lambda_a)}{J(\lambda_g)} = \frac{C_a \varepsilon_a \lambda_g^5}{C_g \varepsilon_g \lambda_a^5} \exp\left[-\frac{C_2}{T} \left(\frac{1}{\lambda_a} - \frac{1}{\lambda_g}\right)\right] \quad (4.2)$$

Отсюда можно выразить искомую величину температуры T

$$T = \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_g} - \frac{1}{\lambda_a}\right)}{\ln \left[\frac{J(\lambda_a)}{J(\lambda_g)} \right] - \ln C} \quad (4.3)$$

где $C = \frac{C_a \varepsilon_a}{C_g \varepsilon_g} \left(\frac{\lambda_a}{\lambda_g}\right)^{-5} = \text{const.}$

Величина C определяется путем градуировки пирометра. Если априори известно, что излучение объекта соответствует излучению абсолютно черного тела (АЧТ) или “серого” тела ($\varepsilon_a = \varepsilon_g = \text{const.}$), то

$$C = \frac{C_a}{C_g} \left(\frac{\lambda_a}{\lambda_g}\right)^{-5}$$

Рассмотрим один из *яркостных методов* измерения температуры (метод Шмидта), который пригоден только для тех объектов, излучение которых соответствует излучению АЧТ или “серого” тела ($\varepsilon = \text{const}$) Схема данного метода показана на рис. 4.4.

Измерительная установка состоит из модели АЧТ 1 (лампа с вольфрамовой пластиной типа СИ-8-200, СИ-10-300), оптической системы 3, приемника излучения 4 и осциллографа 5.

Рис 4.4

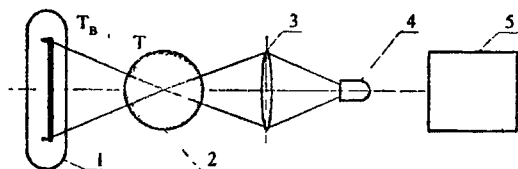


Схема яркостного пирометра:

- 1 - температурная лампа;
- 2 - исследуемый поток;
- 3 - оптическая система;
- 4 - приемник излучения,
- 5 - осциллограф

Измерения проводятся в три этапа.

- измеряется интенсивность излучения объекта J_1 (лампа выключена),
- измеряется интенсивность излучения объекта и лампы J_2 (лампа включена);
- измеряется интенсивность излучения лампы J_3 (объект удален).

Значения J_1 , J_2 , J_3 связаны с температурой АЧТ (T_θ) и температурой объекта (T) следующими соотношениями:

$$J_1 = \varepsilon \sigma T^4$$

$$J_2 = J_1 + (1 - k_n) J_3 = \varepsilon \sigma T^4 + (1 - k_n) \sigma T_\theta^4 \quad (4.4)$$

$$J_3 = \sigma T_\theta^4$$

где σ - постоянная Стефана-Больцмана;

ε - коэффициент черноты,

k_n - коэффициент поглощения

Из соотношений (4.4) можно выразить коэффициент черноты и температуру исследуемого объекта:

$$\varepsilon = k_n = \frac{J_3 - J_2 - J_1}{J_3} \quad (4.5)$$

$$T = \left[\frac{J_1 \cdot J_3}{\sigma (J_1 + J_3 - J_2)} \right]^{0.25}$$

4.4. Измерение скорости потока с помощью ЛДА

Принцип действия ЛДА основан на измерении доплеровского сдвига частоты рассеянного движущейся частицей (или совокупностью частиц) излучения, который является линейной функцией скорости частицы. Для диагностики газовых закрученных потоков в них вводят частицы, размер которых должен быть достаточно малым, чтобы выполнялось условие полного их увлечения потоком. Методы ЛДА нашли широкое применение в диагностике закрученных потоков благодаря их высоким метрологическим характеристикам:

- диапазон измеряемых скоростей составляет $(10^{-6} \div 10^6) \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$;
- пространственное разрешение до 10^{-11} см^3 ;
- временное разрешение $(10^{-7} \div 10^{-9}) \text{ с}$;
- погрешность измерений можно довести до $(0.2 \div 0.3) \%$.

Типичная схема ЛДА представлена на рис. 4.5. ОКГ 1 излучает монохроматическую световую волну с круговой частотой ω_0 и волновым вектором $\vec{k}_0$. Частица 3, движущаяся в потоке со скоростью $\vec{v}$, рассеивает зондирующее излучение по всем направлениям. Рассеянная в направлении приемника излучения 2 волна с волновым вектором $\vec{k}_p$ будет иметь частоту ω_p . В соответствии с эффектом Доплера движущаяся частица воспринимает световую волну с частотой $\omega' \neq \omega_0$:

$$\omega' = \omega_0 \left(1 - \frac{|\vec{v}|}{c} \cos \alpha \right) \quad (4.6)$$

где α – угол между направлением распространения волны и вектором $\vec{v}$ (направлением движения частицы);
 c – скорость света.

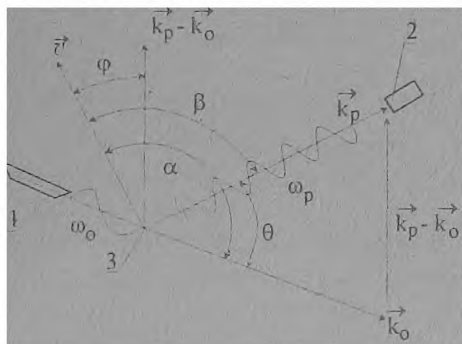


Рис. 4.5 Схема ЛДА:
 1 – ОКГ;
 2 – приемник излучения;
 3 – движущаяся частица

Если частица удаляется от источника излучения, то $\omega' < \omega_0$, а в случае ее приближения к источнику $\omega' > \omega_0$. Если угол $\alpha = 90^\circ$ то $\omega' = \omega_0$. Отметим, что формула (4.6) применима в случае $|\vec{v}| \ll c$

Движущуюся частицу, с другой стороны, можно рассматривать как излучатель света с частотой ω' . Приемник излучения за счет эффекта Доплера зарегистрирует излучение с частотой $\omega_p \neq \omega'$:

$$\omega_p = \omega' \left(1 - \frac{|\vec{v}|}{c} \cos \beta \right)^{-1} \quad (4.7)$$

где β – угол между направлением распространения волны ω_p и направлением вектора скорости частицы $\vec{v}$.

Из (4.6) и (4.7) следует

$$\omega_p = \omega_0 \frac{1 - \frac{|\vec{v}|}{c} \cos \alpha}{1 - \frac{|\vec{v}|}{c} \cos \beta} \quad (4.8)$$

Предполагая, что $|\vec{v}| \ll c$, разложим знаменатель в степенной ряд и оставим только члены, линейные относительно $|\vec{v}|$.

$$\omega_p = \omega_0 \left(1 - \frac{|\vec{v}|}{c} \cos \alpha \right) \left[1 + \frac{|\vec{v}|}{c} \cos \beta + \left(\frac{|\vec{v}|}{c} \cos \beta \right)^2 + \dots \right]^{-1}$$

$$\omega_p = \omega_0 \left[1 - \frac{|\vec{v}|}{c} (\cos \alpha - \cos \beta) \right] \quad (4.9)$$

Формула (4.9) лежит в основе метода ЛДА. Доплеровский сдвиг частот ω_D можно записать в виде

$$\omega_D = \omega_p - \omega_0 = \gamma |\vec{v}| \cos \varphi \quad (4.10)$$

где $|\vec{v}| \cos \varphi$ – проекция вектора скорости на направление разностного вектора $(\vec{k}_p - \vec{k}_0)$

Коэффициент γ находится через известные параметры оптической системы (углы φ и θ) и длину волны излучения λ зондирующего ОКГ. Из (4.9) и (4.10) следует выражение для определения скорости частицы:

$$|\vec{v}| = \frac{\omega_D}{\gamma \cos \varphi} = \omega_D \lambda \left(4\pi \cos \varphi \cdot \sin \frac{\theta}{2} \right)^{-1} \quad (4.11)$$

Из анализа формулы (4.11) следует, что максимальный доплеровский сдвиг ω_D получается при $\theta = 180^\circ$ и $\varphi = 0^\circ$ и составляет

$$(\omega_D)_{\max} = \frac{4\pi |\vec{v}|}{\lambda} \quad (4.12)$$

Для гелий-неоновых лазеров $(\omega_D)_{\max} = 4.53$ МГц, а для лазера на углекислом газе $(\omega_D)_{\max} = 0.19$ МГц (при значениях скорости частиц, типичных для вихревых камер)

При конструировании доплеровских анемометров используются два основных способа выделения доплеровского сдвига частот ω_D — фотоэлектронный и оптический. Схема фотоэлектронного ЛДА приведена на рис 4.6

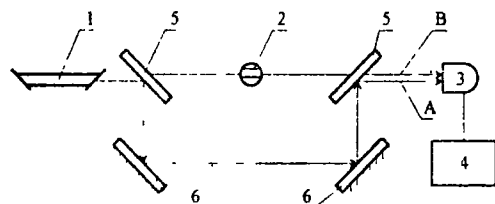


Рис 4.6
Схема фотоэлектронного ЛДА:

- 1 — ОКГ,
- 2 — исследуемый объект;
- 3 — приемник излучения,
- 4 — электронный блок,
- 5 — полупрозрачные зеркала;
- 6 — отражатели

Способ основан на гетеродинном преобразовании опорного и рассеянного излучений исследуемым объектом излучения. При этом поступающие на вход приемника излучения 3 пучки А и В с разной частотой преобразуются с помощью электронной схемы и в разность частот ω_D .

При оптическом (спектральном) методе опорный и рассеянный объектом пучки подаются на вход спектрального прибора с высоким разрешением (интерферометр Фабри-Перо). Доплеровский сдвиг частот ω_D определяется путем измерения на выходе интерферометра спектрального смещения рассеянного объектом излучения по отношению к опорному пучку.



Лекция пятая

ОБРАТНЫЕ МЕТОДЫ ОПТИКИ АЭРОЗОЛЕЙ

5.1 Оптические характеристики конденсированных частиц

Одиночные частицы

При взаимодействии частицы с полем падающего на нее оптического излучения появляется поле излучения, рассеянное в иных направлениях, чем поле падающего излучения. При этом поток падающего излучения ослабляется за счет рассеяния и поглощения излучения частицей. Для количественного описания этих эффектов вводятся *факторы эффективности ослабления* Q , *рассеяния* Q_p и *поглощения* Q_n – доля попавшего внутрь контура частицы потока излучения соответственно уходящая из прямого пучка, рассеянная частицей во всех направлениях и поглощенная частицей. Факторы эффективности являются безразмерными величинами и связаны между собой соотношением

$$Q = Q_p + Q_n \quad (5.1)$$

В оптике аэрозолей показано, что для однородных сферических частиц количественные характеристики светорассеяния полностью определяются двумя параметрами – комплексным показателем преломления материала частицы $m = n - i\kappa$ (n – показатель преломления, κ – показатель поглощения) и безразмерным *параметром дифракции* (параметром Ми).

$$\alpha = \pi D / \lambda \quad (5.2)$$

где D – диаметр частицы, λ – длина волны зондирующего излучения

Если размер частицы много меньше длины волны излучения ($(D < 0.06\lambda)$), то факторы эффективности определяются аналитическими зависимостями (рейлеевское рассеяние)

$$Q_p = \frac{8}{3} \frac{\left[(n^2 - \kappa^2 + 2) + (n^2 + \kappa^2)^2 \right]^2 + (6n\kappa)^2}{\left[(n^2 - \kappa^2 + 2)^2 + (2n\kappa)^2 \right]^2} \alpha^4 \quad (5.3)$$

$$Q = \frac{24n\kappa}{(2 + n^2 - \kappa^2)^2 + (2n\kappa)^2} \alpha \quad (5.4)$$

Другой предельный случай, когда размер частиц много больше длины волны ($\alpha > 30$), характеризуется тем, что фактор эффективности рассеяния практически постоянен ($Q_p = \text{const} = 2$), т.е. рассеяние не зависит от длины волны зондирующего излучения и от оптических констант материала частиц. В этом случае взаимодействие света с частицей определяется законами геометрической оптики.

Точное аналитическое решение проблемы для произвольных значений α было получено немецким ученым Ми (1908 г.) в результате применения теории электромагнитного поля Максвелла к задаче рассеяния света однородной сферической частицей, на которую падает плоская монохроматическая волна. Доведение решения до численных значений возможно только с применением компьютеров.

Наряду с факторами эффективности важной характеристикой является *индикатриса рассеяния* $\gamma(\theta, \alpha)$ — отношение потока излучения, рассеянного частицей в единичном телесном угле в данном направлении θ к полному потоку рассеянного излучения. Индикатриса рассеяния является безразмерной функцией и характеризует пространственное распределение рассеянного излучения. Интеграл от нее по всему пространству равен единице. Угол θ определяется направлением падающей волны, точкой рассеяния и направлением наблюдения. Форма индикатрисы рассеяния в сильной степени зависит от величины параметра α .

В случае частиц малых размеров ($\alpha \ll 1$ и $|m|\alpha < 1$) характерна релеевская индикатриса рассеяния, определяемая соотношением

$$\gamma(\theta) = \frac{3}{4} (1 + \cos^2 \theta) \quad (5.5)$$

Для таких частиц форма индикатрисы симметрична, а угловое распределение рассеянного излучения одинаково для всех частиц и не зависит ни от параметра дифракции α , ни от величины комплексного показателя преломления m .

Монодисперсная среда

При прохождении излучения с длиной волны λ через слой толщиной l , состоящий из равномерно распределенных монодисперсных частиц диаметром D с концентрацией c_n , происходит его ослабление за счет рассеяния и поглощения частицами. Количественной характеристикой ослабления является *спектральный коэффициент пропускания* T_λ , равный отношению потока излучения, прошедшего сквозь слой, к упавшему на него потоку излучения. Величина T_λ определяется *законом Бугера*

$$T_{\lambda} = \exp(-\tau_{\lambda}) = \exp(-K_{\lambda}l) \quad (5.6)$$

где τ_{λ} – оптическая толщина слоя,

K_{λ} – показатель ослабления (характеризует ослабление света единичным объемом среды, содержащим c_n независимо рассеивающих частиц).

Выражение для K_{λ} можно представить в виде:

$$K_{\lambda} = \frac{\pi D^2}{4} c_n Q(\alpha, m) \quad (5.7)$$

Характеристики света, рассеянного или ослабленного монодисперсной средой (без учета влияния многократного рассеяния) могут быть определены простым суммированием результатов одиночных взаимодействий

Полидисперсная среда

При рассмотрении полидисперсных сред будем предполагать, что частицы сферические, рассеяние света на каждой из них происходит независимо от других, а слой частиц достаточно тонкий, так что рассеяние второго и более порядков можно не учитывать. Показатель ослабления для полидисперсной среды с функцией распределения $f(D)$ равен

$$K_{\lambda} = \frac{\pi c_n}{4} \int_0^{\infty} Q(\alpha, m) D^2 f(D) dD \quad (5.8)$$

Заменяя c_n через c_m по формулам (3.1), выражение (5.8) можно представить в виде.

$$K_{\lambda} = \frac{3c_m}{2\rho_k} \frac{\int_0^{\infty} Q(\alpha, m) D^2 f(D) dD}{\int_0^{\infty} D^2 f(D) dD} \quad (5.9)$$

По аналогии с одиночной частицей вводится понятие *усредненного фактора эффективности* для полидисперсной среды

$$\bar{Q} = \frac{\int_0^{\infty} Q(\alpha, m) D^2 f(D) dD}{\int_0^{\infty} D^2 f(D) dD} \quad (5.10)$$

С учетом (5.9) выражение для оптической толщины полидисперсной среды имеет вид:

$$\tau_{\lambda} = \frac{3}{2} c_m l \frac{\bar{Q}}{\rho_k D_{32}} \quad (5.11)$$

Важную роль в описании оптических характеристик полидисперсной среды играет усредненный параметр дифракции:

$$\alpha_{32} = \frac{\pi D_{32}}{\lambda} \quad (5.12)$$

Этот параметр играет роль, во многом аналогичную параметру дифракции α в случае монодисперсной среды.

5.2. Методы измерения функции распределения

Рассмотрим основные методы определения функции распределения частиц по размерам $f(D)$, развитые в работах К.С.Шифрина.

Метод спектральной прозрачности

Метод спектральной прозрачности (МСП) основан на измерении спектрального коэффициента пропускания двухфазного потока $T(\lambda)$ в некотором диапазоне длин волны ($\lambda_{min}, \lambda_{max}$). Исходным уравнением метода является интегральное уравнение Фредгольма, которое следует из (5.6) и (5.8):

$$\tau(\lambda) = \frac{\pi c_m l}{4} \int_0^{\infty} Q(\alpha, m) D^2 f(D) dD \quad (5.13)$$

Для случая “мягких” частиц (модуль показателя преломления близок к единице $|m| \sim 1$) получено следующее решение, позволяющее определить $f(D)$:

$$f(D) = \frac{1}{D^2} \left[-\frac{1}{i\pi^2} \int_{c-i\infty}^{c+i\infty} (1+p) \Gamma(p) \cos \frac{\pi}{2} p \gamma(p) D^{-p} dp \right] \quad (5.14)$$

где $\gamma(p) = \int_0^{\infty} \tau(\nu \beta) \nu^{-p} d\nu$, $\nu = \lambda^{-1}$; $i = \sqrt{-1}$; $\beta = 2\pi(m-1)$.

МСП применим в области значений параметра дифракции α , где зависимость фактора эффективности ослабления от λ наиболее сильно выражена – в области до первого максимума кривой $Q(\lambda)$. Устойчивое решение возможно, если оптическая толщина $\tau(\lambda)$ измерена в диапазоне длин волн $\lambda = 0 \div \infty$, что практически невозможно. Тем не менее, если учитывать асимптотики поведения $\tau(\nu\beta)$ (при $\nu\beta \rightarrow 0$ взаимодействие излучения со средой описывается в приближении Релея, а при $\nu\beta \rightarrow \infty$ – в приближении геометрической оптики), то требуемый интервал λ можно сузить, руководствуясь соотношениями.

$$\begin{aligned}\lambda_{min} &= \frac{\beta D_m}{2}; \\ \lambda_{max} &= 5\beta D_m.\end{aligned}\tag{5.15}$$

При этом в указанном интервале длин волн достаточно провести 20–30 измерений в равноотстоящих точках.

Техническая реализация МСП связана, как правило, с использованием тепловых источников зондирующего излучения в сочетании со сканирующими спектральными приборами. Использование перестраиваемых по длине волны лазеров на органических красителях позволяет упростить схему измерений и расширить область применимости данного метода.

Метод малых углов

Для прозрачных ($\alpha = 0$) крупных ($\alpha > 30$) частиц $Q = Q_p \rightarrow \text{const} = 2$. Наличие поглощения ($\alpha \neq 0$) сглаживает осцилляции зависимости $Q(\alpha, m)$, но и для поглощающих частиц $Q \rightarrow 2$ при $\alpha \rightarrow \infty$. Половина рассеянного излучения приходится при этом на дифрагированную составляющую, которая зависит от m и рассеивается вперед в угловом конусе тем больше, чем крупнее размер частиц. На этом основан метод малых углов индикатрисы рассеяния (ММУ). Индикатриса в области малых углов рассеяния может быть представлена в виде

$$r(\theta, \alpha) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{Y_1(\theta \cdot \alpha)}{\theta} \right]^2,\tag{5.16}$$

где Y_1 – функция Бесселя первого рода первого порядка

Основное уравнение метода имеет вид:

$$J_p(\theta) = \frac{C J_0}{\theta^2} \int_0^\infty [D Y_1(\theta \cdot \alpha)]^2 f(D) dD, \quad (5.17)$$

где $J_p(\theta)$ – измеренный поток излучения, рассеянного под углом θ ;

J_0 – интенсивность падающего излучения;

C – константа пропорциональности

К.С.Шнфриным получено строгое обращение интегрального уравнения (5.17) с ядром (5.16):

$$f(D) = -\frac{C_1}{D} \int_0^\infty \theta \frac{d}{d\theta} [\theta^3 J_p(\theta)] Y_1(\theta \cdot \alpha) Y_2(\theta \cdot \alpha) d\theta. \quad (5.18)$$

где $C_1 = \frac{2\pi^3}{C J_0 \lambda^2} = \text{const}$;

Y_2 – функция Бесселя второго рода первого порядка

Пределы применимости ММУ по размеру частиц ограничены снизу условием (5.15) (для $\lambda = 0.55 \text{ мкм}$, например, $D_{\min} \sim 2 \text{ мкм}$). Со стороны крупных частиц ограничение определяется техническими возможностями экспериментальной установки. Для крупных частиц дифрагированная составляющая индикатрисы сосредоточена в узком угловом конусе $\theta \sim \alpha^{-1}$ и ее трудно отделить от прямого пучка. Практически достижимое значение $D_{\max} \sim 100 \text{ мкм}$.

К достоинствам ММУ относится его слабая зависимость от m материала частиц, а также сравнительная простота схемы измерений и возможность проведения динамических измерений – измерение $J_p(\theta)$ в узком диапазоне θ можно осуществить, например, с помощью позиционно-чувствительных приемников излучения (диссекторов) с очень высоким временным разрешением.

Метод полной индикатрисы (МПИ) основан на измерении индикатрисы в диапазоне углов рассеяния $\theta = 0^\circ \div 180^\circ$. Алгоритм определения $f(D)$ по результатам измерений $J_p(\theta)$ изложен в работах К.С.Шнфрина.

Отметим, что реализация МСП, ММУ, а также МПИ связана с решением интегрального уравнения Фредгольма первого рода:

$$\int_a^b R(x, y) f(x) dx = \varphi(y) \quad (5.19)$$

где $R(x, y)$ – ядро уравнения;

$f(x)$ – искомая функция распределения,

$\varphi(y)$ – измеряемая функция (индикатриса рассеяния или оптическая толщина)

Измерение $\varphi(y)$ всегда сопряжено с погрешностями, и это приводит к тому, что уравнению (5.19) в пределах этих погрешностей начинает удовлетворять бесчисленная совокупность решений, т.е. задача является некорректно поставленной по Ж.Адамару. Математическая теория некорректных задач и методы их решения с помощью регуляризирующих алгоритмов развита в работах научной школы А.Н.Тихонова. Регуляризирующие алгоритмы строятся на основе привлечения дополнительной априорной (по отношению к эксперименту) информации об искомой функции $f(x)$ (сведения о гладкости искомого решения, его монотонности и т.п.). Регуляризирующие алгоритмы позволяют получить устойчивое приближение к истинному решению некорректной задачи.

5.3. Измерение среднего размера и концентрации частиц

Рассмотренные выше методы измерения $f(D)$ имеют ряд ограничений по концентрации частиц, размеру исследуемого объекта и уровню собственного излучения при диагностике высокотемпературных потоков.

Рассмотрим метод определения средних размеров и концентрации частиц, основанный на измерении спектральных коэффициентов пропускания T_λ для двух волн излучения зондирующего ОКГ. Основными уравнениями метода являются выражения для оптической толщины слоя равномерно распределенных полидисперсных частиц (5.11), записанные для двух длин волн

$$\tau_{\lambda_i} = \frac{3 c_m l \bar{Q}(\lambda_i)}{2 \rho_k D_{32}} \quad (5.20)$$

где $\tau_{\lambda_i} = \ln\left(\frac{1}{T_{\lambda_i}}\right)$; $i = 1, 2$.

Величина усредненного фактора эффективности ослабления $\bar{Q}$ при определенных условиях не зависит от вида функции распределения $f(D)$, а определяется средним объемно-поверхностным диаметром частиц D_{32} . С учетом этого из (5.20) можно получить уравнение

$$\frac{\tau_{\lambda_2}}{\tau_{\lambda_1}} = \frac{\bar{Q}(\lambda_2)}{\bar{Q}(\lambda_1)} = F_1(D_{32}) \quad (5.21)$$

Таким образом, по измеренным значениям τ_{λ_i} и заранее рассчитанному (для конкретных частиц и длин волн) графику $F_1(D_{32})$ можно определить средний размер частиц D_{32} . Концентрация частиц находится из уравнения:

$$c_m = \frac{2 \tau_{\lambda_i} \rho_k D_{32}}{3 l \bar{Q}(\lambda_i, D_{32})} \quad (5.22)$$

В случае измерений с использованием одной длины волны зондирующего излучения по измеренному значению τ_{λ} можно определить D_{32} , если известна (из независимых измерений или из расчета) концентрация частиц в потоке. При этом D_{32} находится решением системы уравнений:

$$\begin{aligned} \bar{Q} &= F_2(\lambda, D_{32}) \\ \bar{Q} &= \frac{2 \tau_{\lambda} \rho_k}{3 c_m l} D_{32} \end{aligned} \quad (5.23)$$

Решение системы (5.23) удобно проводить графическим способом (рис 5.1). На заранее построенном графике $\bar{Q} = F_2(\lambda, D_{32})$ проводится через начало координат прямая с угловым коэффициентом

$$k = \operatorname{tg} \varphi = \frac{2 \tau_{\lambda} \rho_k}{3 c_m l} \quad (5.24)$$

Абсцисса точки пересечения дает искомую величину D_{32} .

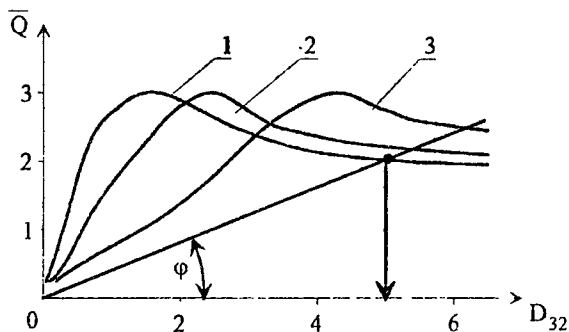


Рис 5.1
Рабочий график для
определения D_{32} частиц
оксида алюминия.
1 – $\lambda = 0.48 \text{ мкм}$;
2 – $\lambda = 0.63 \text{ мкм}$;
3 – $\lambda = 3.39 \text{ мкм}$

Условием применимости данного метода является $\alpha_{32} > 10$, поэтому для выбора длины волны зондирующего излучения используется неравенство

$$\lambda < 0.1\pi D_{32} \quad (5.25)$$

При использовании гелий–неоновых и аргоновых лазеров возможна диагностика конденсированных частиц с размерами не менее $\sim 15 \text{ мкм}$

Для практической реализации данного метода удобно использование гелий–неоновых лазеров с перестраиваемым резонатором (например ЛГ–126), что позволяет проводить измерения на трех длинах волн без нарушения юстировки измерительной схемы

5.4. Измерение радиального распределения параметров осесимметричного двухфазного потока

Реальные закрученные потоки, как правило, неоднородны, вследствие центробежных сил частицы разной массы “расходятся” и в каждой радиальной зоне потока формируются свои значения концентрации и дисперсности частиц. В случае осесимметричного течения возможно определение лазерным методом радиальных распределений $D_{32}(r)$ и $c_m(r)$. Метод основан на сканировании потока по хордам лучами двух лазеров с разными длинами волн излучения (рис 5.2). В результате измерений определяются зависимости оптической толщины от координаты входа луча в поток $\tau_{\lambda_i}(y)$, $i = 1, 2$.

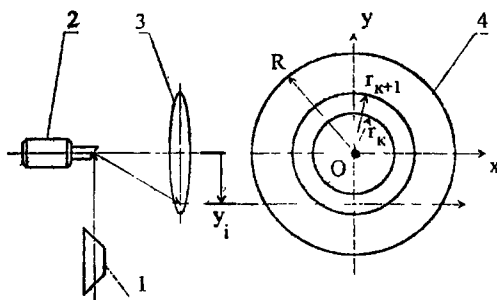


Рис. 5.2
Геометрия сканирования
осесимметричного потока:
1 – ОКГ;
2 – сканирующее устройство;
3 – оптическая система;
4 – исследуемый поток

Записывая выражение для оптической толщины применительно к неоднородному слою полидисперсных частиц, получим:

$$\tau_{\lambda_i}(y) = \frac{3}{\rho_k} \int_0^x \frac{c_m(x) \bar{Q}(\lambda_i, x)}{D_{32}(x)} dx \quad (5.26)$$

Переходя в (5.26) к цилиндрическим координатам и вводя обозначения:

$$f_i(r) = \frac{c_m(r) \bar{Q}(\lambda_i, r)}{D_{32}(r)} \quad (5.27)$$

$$\varphi_i(y) = \tau_{\lambda_i}(y)$$

получаем интегральное уравнение Абеля:

$$2 \int_y^R \frac{r f(r)}{\sqrt{r^2 - y^2}} dr = \varphi(y), \quad y \in [0, R] \quad (5.28)$$

Решая тем или иным приближенным методом два уравнения типа (5.28) для двух длин волн, приходим к системе двух алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{c_m(r) \bar{Q}(\lambda_1, r)}{D_{32}(r)} &= f_1(r) \\ \frac{c_m(r) \bar{Q}(\lambda_2, r)}{D_{32}(r)} &= f_2(r) \end{aligned} \quad (5.29)$$

Если для рассматриваемого потока выполняется условие независимости $\bar{Q}$ от вида функции распределения ($\bar{Q}$ однозначно определяется величиной D_{32} при фиксированной λ), то из решения системы (5.29) можно найти искомые зависимости $c_m(r)$, $D_{32}(r)$. Данный способ легко распространить на случай монодисперсного потока (при этом с помощью сканирования на одной длине волны можно определить радиальное распределение концентрации частиц).

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Гупта А, Лилли Д., Сайред Н Закрученные потоки – М. Мир, 1987 – 588 с.
- 2 Халатов А.А. Теория и практика закрученных потоков.– Киев Наукова думка, 1989 – 192 с.
- 3 Смутьский И.И. Аэродинамика и процессы в вихревых камерах – Новосибирск: Наука, 1992 – 301 с
- 4 Шукин В К, Халатов А.А. Теплообмен, массообмен и гидродинамика закрученных потоков в осесимметричных каналах – М Машиностроение, 1982 – 200 с
5. Архипов В А Лазерные методы диагностики гетерогенных потоков – Томск Изд-во Том ун-та, 1987 – 140 с

ОГЛАВЛЕНИЕ

Лекция первая *Вводные замечания*

- | | |
|---|---|
| 1 1 Предмет и задачи курса. | 4 |
| 1 2. Система координат | 4 |
| 1 3 Классификация закрученных течений | 6 |
| 1 4 Области практического использования закрученных потоков | 8 |

Лекция вторая *Способы закрутки и основные характеристики закрученных потоков*

- | | |
|-----------------------------|----|
| 2 1 Способы закрутки потока | 16 |
| 2 2. Закон закрутки | 20 |
| 2 3 Интенсивность закрутки | 23 |

Лекция третья *Методы диагностики закрученных потоков*

- | | |
|---|----|
| 3 1 Измеряемые параметры. | 27 |
| 3 2 Измерение тангенциальной скорости | 30 |
| 3 3 Симметричный цилиндрический зонд | 31 |
| 3 4 Определение тангенциальной скорости по измеренному градиенту давления в вихревой камере | 34 |
| 3 5 Измерение поля статического давления с помощью свободной поверхности жидкости . | 36 |

Лекция четвертая *Методы бесконтактной диагностики*

- | | |
|---|----|
| 4 1 Классификация методов | 39 |
| 4 2 Источник зондирующего излучения | 42 |
| 4 3 Измерение температуры потока | 44 |
| 4 4 Измерение скорости потока с помощью ЛДА . | 47 |

Лекция пятая *Обратные методы оптики аэрозолей*

- | | |
|--|----|
| 5 1 Оптические характеристики конденсированных частиц | 50 |
| 5 2 Методы измерения функции распределения | 53 |
| 5 3 Измерение среднего размера и концентрации частиц | 56 |
| 5 4 Измерение радиального распределения параметров осесимметричного двухфазного потока | 58 |

Владимир Афанасьевич Архипов,

Курс лекций по теории и практике закрученных потоков. Часть 1.

Томский государственный университет Томск, 1999 г.

Подп. в печать 2.04.99 г.

Тираж 50 экз

Заказ № 146

Типография ТГУ, Томск, Никитина, 4