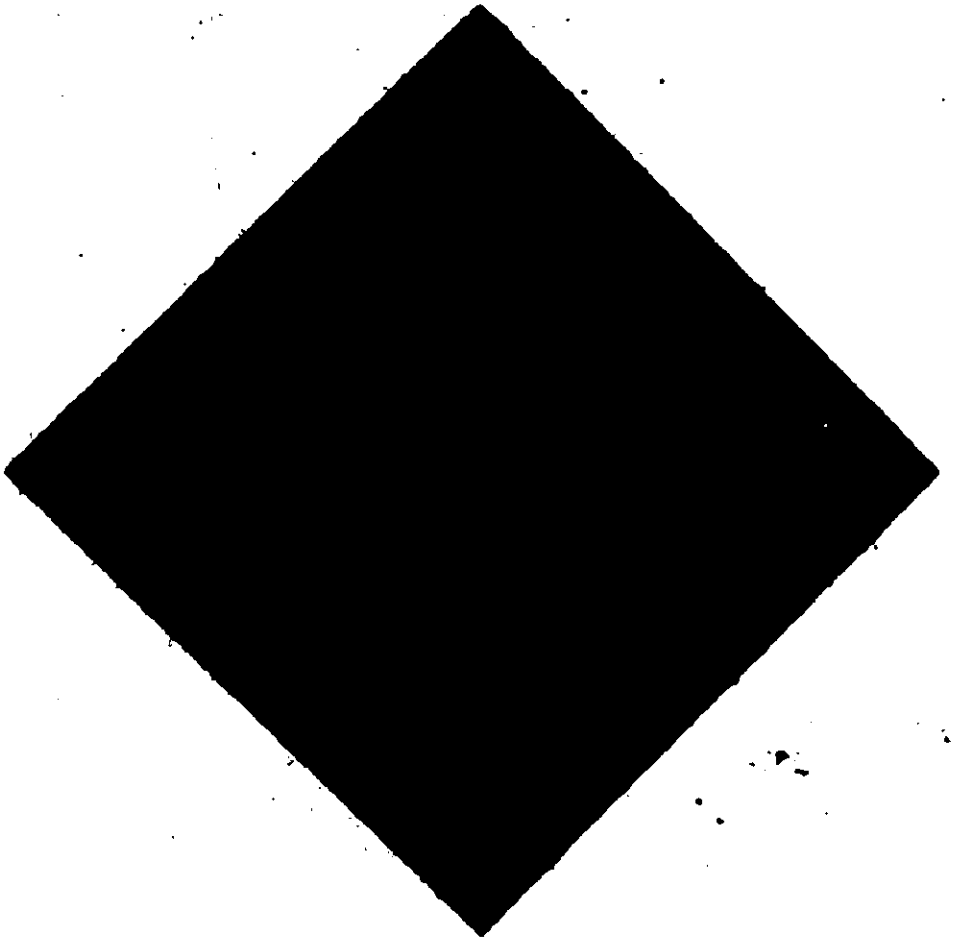


АКАДЕМИЯ НАУК ЛИТОВСКОЙ ССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ
ПРОБЛЕМ ЭНЕРГЕТИКИ

ТЕПЛОФИЗИКА 16

LIETUVOS TSR MOKSLŲ AKADEMIJA
FIZIKINIŲ-TECHNININIŲ ENERGETIKOS
PROBLEMŲ INSTITUTAS

ŠILUMINĖ FIZIKA 16

ACADEMY OF SCIENCES OF THE LITHUANIAN SSR
INSTITUTE OF PHYSICAL AND TECHNICAL
PROBLEMS OF ENERGETICS

THERMOPHYSICS 16

Scanned by Me
forFree

A. ŽUKAUSKAS
R. ULINSKAS
V. KATINAS

HIDRODINAMIKA IR VIBRACIJOS APTEKAMUOSE VAMZDŽIŲ PLUOŠTUOSE

Redaktorius prof. A. ŽUKAUSKAS

LEIDYKLA MOKSLAS □ VILNIUS □ 1984

A. ŽUKAUSKAS
R. ULINSKAS
V. KATINAS

FLUID DYNAMICS AND VIBRATION OF TUBE BANKS IN FLUID FLOWS

Editor Prof. A. ŽUKAUSKAS

VILNIUS □ MOKSLAS PUBLISHERS □ 1984

А. ЖУКАУСКАС
Р. УЛИНСКАС
В. КАТИНАС

ГИДРОДИНАМИКА И ВИБРАЦИИ ОБТЕКАЕМЫХ ПУЧКОВ ТРУБ

Под редакцией проф. А. ЖУКАУСКАСА

ВИЛЬНЮС □ МОКСЛАС □ 1984

УДК 536.24:532.5

Рецензенты: д-р техн. н., проф. О. Г. МАРТЫНЕНКО
д-р тех. н., проф. А. ШЛАНЧЯУСКАС

ТЕПЛОФИЗИКА, 16
Альгирдас Альфонсович Жукаускас,
Романас Винцович Улинскас,
Владисловас Иозович (Владисловас-Альгирдас Юозович) Катинас
ГИДРОДИНАМИКА И ВИБРАЦИИ ОБТЕКАЕМЫХ ПУЧКОВ ТРУБ

ŠILUMINĖ FIZIKA, 16
Algirdas Žukauskas,
Romanas Ulinskas,
Vladislovas-Algirdas Katinas
HIDRODINAMIKA IR VIBRACIJOS APTEKAMUOSE VAMZDŽIŲ PLUOŠTUOSE

Редактор И. Миклашевская
Художник А. Гедминас
Художественный редактор Б. Грабаускене
Технический редактор И. Савицкене
Корректоры Н. Колпигина, Н. Семенова

ИБ № 2118
Сдано в набор 22.12.83
Подписано в печать 05.11.84. ЛВ 06391
Бумага типографская № 1
Гарнитура литературная, 10 пунктов
Печать высокая. Усл. печ. л. 22,8. Усл. кр.-отт. 24,11. Уч.-изд. л. 21,39
Тираж 1800 экз. Заказ № 1942. Цена 2 руб. 90 коп.
Издательство «Мокслас». 232050, Вильнюс, ул. Жвайгждю, 23
Отпечатано в типографии им. К. Пожелы. 233000, Каунас, ул. Гедиминаса, 10

Ж 2106000000—065 / М 854(08)—84 67—84

© Издательство «Мокслас», 1984

Предисловие

В Институте физико-технических проблем энергетики Академии наук Литовской ССР на протяжении многих лет изучаются теплоотдача, сопротивление и гидродинамические характеристики обтекаемых пучков гладких, шероховатых и ребристых труб. Значительное внимание уделяется проблемам вибраций труб, возбуждаемых потоком жидкости.

Некоторые из этих вопросов частично затронуты в двух монографиях из серии «Теплофизика»: в труде А. Жукаускаса, В. Макарявичюса и А. Шланчяускаса «Теплоотдача пучков труб в поперечном потоке жидкости» (1968 г.) и в книге Ю. Стасюлявичюса и А. Скрински «Теплоотдача поперечно обтекаемых пучков ребристых труб» (1974 г.). В настоящее время эти издания стали библиографической редкостью, а за прошедшие после их опубликования годы появился новый богатый материал. Собранный авторами настоящей книги материал по изучению особенностей обтекания пучков труб, определению местных и средних характеристик сопротивления, изысканию мер борьбы с вибрациями труб, возбуждаемых потоком, заново обобщен, дополнен новыми данными и представлен читателю в удобной форме — в виде графиков и формул, необходимых для практических расчетов.

Кроме материалов ранее опубликованных монографий и научных статей, вышедших в свет за последние годы, авторы настоящей книги широко использовали данные исследований, выполненных ими совместно с П. Пошкасом, К. Марцинаускасом, Ч. Сипавичюсом, В. Шукстерисом, П. Даунорасом и другими сотрудниками.

Первая, третья и седьмая главы книги написаны А. Жукаускасом и В. Катинасом, четвертая, пятая и шестая — А. Жукаускасом и Р. Улинскасом, а остальной материал — тремя авторами совместно.

Авторы выражают искреннюю благодарность И. Жюгжде, Л. Буркой, а также всем, кто помог подготовить рукопись к изданию.

Перечень основных обозначений

A, A_x, A_y — амплитуда колебаний трубы соответственно в любом, продольном и поперечном направлениях относительно набегающего потока, м;

a — относительный поперечный шаг (s_1/d); коэффициент температуропроводности, м^2/с;

$b=s_2/d$ — относительный продольный шаг;

$b'=s_2'/d$ — относительный диагональный шаг шахматного пучка;

c_D — коэффициент полного сопротивления;

c_f — коэффициент сопротивления трения;

c_w — коэффициент сопротивления давления;

c_x, c_y — коэффициенты продольной и поперечной нестационарных гидродинамических сил;

d — диаметр, м;

f — частота, Гц;

h — высота канала, м;

k — высота элементов шероховатости, м;

k^+ — безразмерная высота элементов шероховатости;

$k_q=d/h$ — коэффициент загромождения канала трубой;

l — длина трубы, м;

$m=m_т+m_п+m_ж$ — расчетная масса трубы на единицу длины, кг/м;

$m_т$, $m_п$, $m_ж$ — масса трубы, присоединенная масса жидкости и масса жидкости, находящейся в трубе, соответственно, кг/м;

p — давление, Па;

Δp — перепад давлений, Па;

$\bar{p}$ — коэффициент давления;

S_A, S_u — спектральная плотность амплитуды колебаний трубы и пульсаций скорости соответственно, с;

s_1, s_2 — поперечный и продольный шаги между трубами пучка, м;

s_2' — диагональный шаг шахматного пучка труб, м;

Tu — степень турбулентности потока;

t — время, с;

U_0 — скорость набегающего потока, м/с;

U — максимальная скорость, м/с;

$\bar{u}$ — средняя скорость, м/с;

u, v, w — составляющие скорости, м/с;

u', v', w' — пульсационные составляющие скорости, м/с;

x, y, z — декартовы координаты;

β — угол наклона труб к направлению потока, град;

δ — логарифмический декремент; толщина гидродинамического пограничного слоя, м;
δ^* — толщина вытеснения, м;
δ^{**} — толщина потери импульса, м;
μ — коэффициент динамической вязкости, Па·с;
ν — коэффициент кинематической вязкости, $м^2/с$;
ϱ — плотность жидкости, $кг/м^3$;
τ_w — касательное напряжение, $Н/м^2$;
φ — угол, град;
$Eu=\Delta p/(\varrho\bar{u}^2)$ — число Эйлера;
$Pr=\nu/a$ — число Прандтля;
$Re=\bar{u}d/\nu$ — число Рейнольдса;
$Sh=fd/\bar{u}$ — число Струхаля.

Индексы:

f, о — в невозмущенном потоке,
w — на стенке,
$\overline{(\ )}$ — усреднение,
$(\ )'$ — пульсационные составляющие.

Остальные обозначения в тексте.

1 Введение

1.1. Общие сведения

В энергетике и различных областях техники широко используются трубчатые теплообменники, а также устройства, нагревательные поверхности которых состоят из труб. Теплообменная поверхность может состоять как из одиночной трубы, так и из пучков труб. Для интенсификации теплообмена повышаются скорости потока и применяются кроме гладких, шероховатые, оребренные и другие виды поверхностей труб. Основное влияние на интенсивность теплоотдачи оказывают скорость потока и режим течения теплоносителя.

За поперечно обтекаемыми трубами образуется вихревой след, который характеризуется нестационарностью течения и активным возмущающим воздействием на трубы. Нестационарность течения, создаваемая вихревым следом и турбулентностью потока, может вызвать вибрацию труб.

Изучение гидродинамики пучков труб сопряжено с большими трудностями ввиду отсутствия точного аналитического расчета отрывных течений и возмущающего воздействия впередистоящих труб на поток. В глубине пучка трубы обтекаются высокотурбулизированным потоком с неравномерным профилем скорости. Это сказывается на характере течения жидкости на поверхности труб и формировании отрывных течений. Существенную роль в развитии пограничных слоев на поверхности труб играет степень шероховатости, а оребрение последних значительно изменяет характер их обтекания. В качественном отношении закономерности обтекания и формирования отрывных течений поперечно обтекаемых труб при различных условиях их обтекания аналогичны.

Большинство теоретических исследований обтекания криволинейных поверхностей выполнено для идеальной жидкости, т.е. когда не учитываются вязкость и сжимаемость потока. В данном случае между отдельными соприкасающимися слоями жидкости действуют только нормальные силы давления, а касательные силы отсутствуют. Любые поверхности обтекаются идеальной жидкостью плавно, и на них не образуются пограничные слои. Теория идеальной жидкости разработана, поэтому математические решения легко осуществимы. Полученные в отдельных реальных случаях данные приводят к удовлетворительному результату, поскольку применяемые жидкости, например вода, обладают сравнительно малой вязкостью. Однако эту теорию нельзя использовать в случае большой вязкости или сжимаемости жидкости, например при определении сопротивления криволинейных тел.

Реальная жидкость, обтекая поверхность, прилипает к ней. Это меняет картину линий тока, поскольку происходит торможение слоя жидкости, прилегающего к поверхности. В этом слое (рис. 1.1) скорость течения жидкости изменяется от нуля на стенке до значения во внешнем потоке, где течение фактически происходит без трения. Образующийся тонкий слой текущей жидкости на поверхности именуется пограничным слоем или слоем трения.

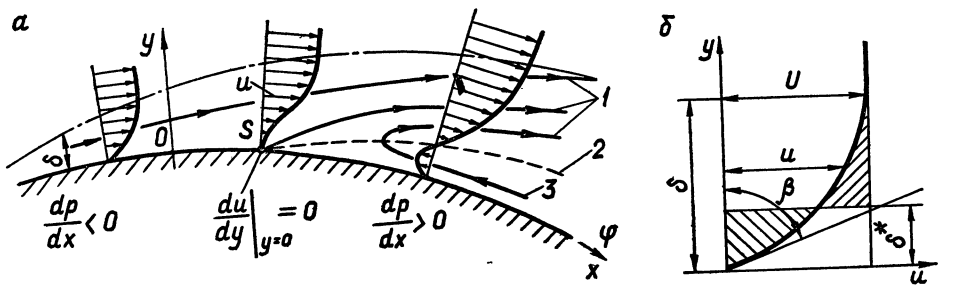


Рис. 1.1. Распределение скоростей на криволинейной поверхности вблизи точки отрыва (*а*) и характерные параметры пограничного слоя (*б*): *1* — линии тока; *2* — линия нулевой скорости; *3* — возвратное течение; *S* — точка отрыва

С удалением от стенки скорость течения в пограничном слое асимптотически приближается к скорости внешнего потока. За толщину пограничного слоя принимается такое расстояние от стенки, на котором скорость течения отличается на 1% от скорости внешнего потока.

Толщина пограничного слоя увеличивается с изменением расстояния x от начала его формирования вдоль по течению потока. Кроме того, она зависит от скорости и вязкости жидкости. Толщину пограничного слоя достаточно хорошо можно описать степенным уравнением

$$\delta = cx\,(xU/\nu)^{-n}. \qquad (1.1)$$

Течение в пограничном слое может быть ламинарным или турбулентным. В зависимости от этого меняется толщина пограничного слоя. При безградиентном ламинарном обтекании плоской пластины константа c и показатель степени n в уравнении (1.1) равны соответственно 5,5 и 0,5, а при турбулентном обтекании — 0,37 и 0,2. При обтекании криволинейных тел существует градиент давления, поэтому величины c и n несколько отличаются от вышеуказанных значений. Вдоль по течению потока толщина турбулентного пограничного слоя возрастает значительно больше, чем толщина ламинарного пограничного слоя. Поэтому с изменением толщины пограничного слоя меняется и характер обтекания криволинейных поверхностей.

В зоне положительного градиента давления на криволинейной поверхности, обтекаемой реальной жидкостью, фактически всегда происходит отрыв пограничного слоя от этой поверхности. Он обусловлен силами трения, изменением скорости и давления потока. Так, в пограничном слое на лобовой части одиночной круглой трубы энергия давления частиц жидкости переходит в кинетическую энергию, а в кормовой части происходит обратное преобразование.

Скорость U и давление p в потоке изменяются согласно уравнению Бернулли

$$p+\rho U^2/2=\text{const}. \tag{1.2}$$

При обтекании лобовой части трубы давление в потоке падает ($dp/dx<0$), скорость по направлению движения возрастает, частицы жидкости в пограничном слое увлекаются внешним потоком и, несмотря на действие сил трения, продолжают двигаться вдоль поверхности трубы.

Над кормовой частью трубы давление в потоке увеличивается ($dp/dx>0$), а скорость по направлению движения уменьшается. Поскольку в пограничном слое частицы жидкости теряют энергию на трение, кинетической энергии недостаточно для преодоления возрастающего давления, и движение частиц постепенно замедляется, они останавливаются и начинают двигаться в обратном направлении. Противоположно движущиеся частицы сталкиваются, свертываясь в вихрь, и происходит отрыв.

Аналогичная картина обтекания наблюдается на всех криволинейных поверхностях. Поэтому необходимым условием отрыва пограничного слоя следует считать положительный градиент давления ($dp/dx>0$) и действие вязкостных сил вблизи обтекаемой поверхности. Отрыв пограничного слоя происходит только в тех случаях, когда инерционные силы частиц жидкости больше сил молекулярного трения. Соотношение этих сил определяется числом Рейнольдса. Вследствие отрыва пограничного слоя за криволинейным телом формируется вихревое отрывное течение. Характер обтекания зависит от формы тела, вязкости жидкости, гладкости поверхности, скорости, турбулентности потока и других факторов.

В теоретических исследованиях для определения места отрыва потока от криволинейной поверхности находится точка, в которой

$$\left.\frac{\partial u}{\partial y}\right|_{y=0}=0. \tag{1.3}$$

В этой точке касательное напряжение на стенке равно нулю, так как между ним и градиентом скорости существует связь

$$\tau_w=\mu\left.\frac{\partial u}{\partial y}\right|_{y=0}=0, \tag{1.4}$$

где μ — динамическая вязкость.

В месте отрыва пограничного слоя (рис. 1.1) образуется возвратное течение, под действием которого поток начинает отходить от стенки. Профиль скорости приобретает точку перегиба.

Геометрическая интерпретация (рис. 1.1,*б*) выражается в том, что градиент скорости равен тангенсу угла β между нормалью к поверхности и касательной к профилю скорости. При $\operatorname{tg}\beta>0$ градиент скорости положителен и касательное напряжение больше нуля. За точку отрыва пограничного слоя принимается точка, в которой $\tau_w=0$ при $y=0$.

В точке за отрывом при $\operatorname{tg}\beta<0$ (рис. 1.1,*а*) возникает возвратное течение и касательное напряжение меняет направление. Вектор скорости пристенных масс жидкости направлен в сторону, противоположную основному потоку. Слой жидкости, движущийся против основного потока, встречаясь с пограничным слоем, свертывается, и таким образом дается начало вихрю, который далее закручивается. Исследования показывают, что при обтекании криволинейных поверхностей реальной жидкостью отрыв пограничного слоя происходит не в определенной точке, а охватывает некоторую небольшую часть поверхности в направлении движения потока. Место отрыва пограничного слоя колеблется около равновесного положения. (Элементы нестационарности течения будут рассмотрены ниже при анализе обтекания труб.)

Для установления связи между местом отрыва пограничного слоя и градиентом давления dp/dx можно использовать уравнение количества движения для установившегося двумерного течения несжимаемой жидкости в пограничном слое

$$u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{du}{dy}=-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}+\nu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \tag{1.5}$$

где u, v — составляющие скорости; p — давление; ρ — плотность; ν — кинематическая вязкость.

На стенке при граничном условии $y=0$ величина $u=v=0$, поэтому уравнение (1.5) сводится к виду

$$\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}=\nu\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\Big|_{y=0}. \tag{1.6}$$

Рассмотрев уравнения (1.3)—(1.6), можно обнаружить связь между продольным градиентом давления на криволинейной поверхности и касательным напряжением:

$$\frac{\partial \tau}{\partial y}\Big|_{y=0}=\frac{\partial p}{\partial x}. \tag{1.7}$$

Из этого следует, что кривизна поверхности существенно влияет на характер ее обтекания.

Для определения места отрыва пограничного слоя существуют различные приближенные методы [1—3].

При более точных расчетах характеристик обтекания к границе твердого тела добавляется толщина вытеснения пограничного слоя

$$\delta^* = \int_0^{\delta} (1 - u/U)\, dy, \tag{1.8}$$

показывающая, на какое расстояние от тела отодвигаются линии тока внешнего течения вследствие образования пограничного слоя. Толщина вытеснения зависит от формы профиля скорости течения жидкости в пограничном слое. Расчеты показывают, что при переходе течения из ламинарного в турбулентное величина δ^* резко изменяется.

При расчетах пограничных слоев используется толщина потери импульса

$$\delta^{**} = \int_0^{\delta} \frac{u}{U}\left(1 - \frac{u}{U}\right) dy. \tag{1.9}$$

Для определения отрыва пограничного слоя от поверхности криволинейных тел рассчитывается формпараметр

$$H = \delta^*/\delta^{**}, \tag{1.10}$$

по значению которого и определяется, существует отрыв или нет. Применяемые методы определения места отрыва пограничного слоя довольно сложны. В них учитываются все граничные условия, которые имеют место при обтекании тел или их систем. Поэтому для точного определения места отрыва потока от криволинейных поверхностей чаще используются разные экспериментальные методы. Измеряется распределение статических давлений по криволинейной поверхности или распределение касательных напряжений на стенке. Точкой отрыва считается точка, за которой давление стабилизируется, т.е. становится фактически постоянным, или точка, в которой касательное напряжение на стенке равно нулю ($\tau_w = 0$).

1.2. Обтекание одиночной трубы

При поперечном обтекании одиночной трубы потоком идеальной жидкости, не обладающей внутренним трением или вязкостью, нетрудно аналитически рассчитать распределение скорости и давления на по-

верхности трубы. Распределение скорости, направленной по касательной к поверхности, определяется зависимостью

$$u_x = U_0 \sin\varphi\,[1 + (r/r_1)^2], \tag{1.11}$$

где U_0 — скорость набегающего потока; r, r_1 — внешний радиус трубы и расстояние от ее оси до исследуемой точки соответственно. Из уравнения (1.11) видно, что с увеличением расстояния от поверхности трубы эта скорость уменьшается. На самой поверхности трубы она определяется по уравнению

$$u_x = 2U_0 \sin\varphi. \tag{1.12}$$

Как видно из формулы (1.11), скорость идеальной жидкости в критических точках равна нулю, а в миделевом сечении, когда $\varphi = \frac{\pi}{2}$, она достигает максимального значения. Используя уравнения (1.12) и (1.2), находим распределение давления по поверхности трубы, которое характеризуется безразмерным коэффициентом

$$\bar{p} = \frac{p_\varphi - p_0}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} = 1 - 4\sin^2\varphi, \tag{1.13}$$

где p_φ, p_0 — давление при угле φ и давление невозмущенного потока.

Из уравнения (1.13) видно, что давление обратно пропорционально изменению скорости. При поперечном обтекании трубы идеальной жидкостью распределение давления симметрично (рис. 1.2), и выходит, что труба не оказывает никакого лобового сопротивления обтекаемой идеальной жидкости (парадокс Даламбера).

В потоке реальной жидкости существуют пограничные слои, вследствие чего меняется характер обтекания трубы. Распределение давления и скорости вне пограничного слоя зависит от гидродинамических условий развития этого слоя. С изменением распределения давления по поверхности трубы изменяется и распределение скорости вне пограничного слоя. Связь между ними видна из уравнения (1.2).

Скорость вне пограничного слоя в лобовой части круглой трубы

$$u_x/U_0 = 3{,}6314\,(x/d) - 2{,}1709\,(x/d)^3 - 1{,}5144\,(x/d)^5. \tag{1.14}$$

Как видно из рис. 1.2, до $\varphi = 50°$ экспериментальные данные распределения статических давлений [4], а значит, и местные скорости вне пограничного слоя на трубе хорошо согласуются с теоретическими, а при $\varphi > 50°$ начинают зависеть от числа Рейнольдса.

В лобовой части поверхности трубы возникает ламинарный пограничный слой, толщина которого зависит от вязкости жидкости, скорос-

ти потока и увеличивается вдоль по течению. При $\varphi \approx 82°$ происходит отрыв ламинарного пограничного слоя.

При отрыве ламинарного пограничного слоя от поверхности обтекаемой трубы точка максимальной скорости находится при $\varphi \approx 70°$, а не при $\varphi = 90°$, как это предсказывает теория идеальной жидкости. Ниже

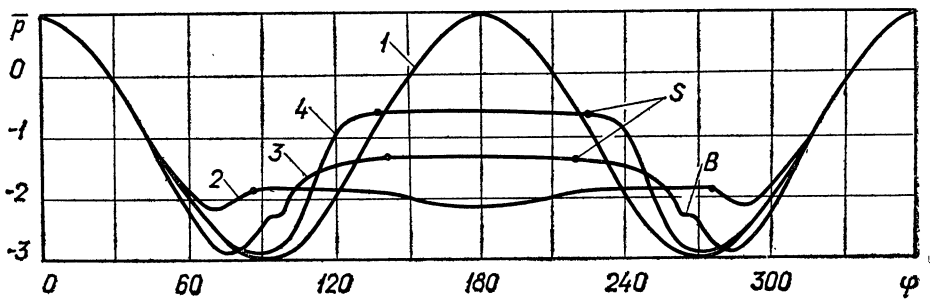


Рис. 1.2. Распределение коэффициента давления по поверхности одиночной трубы: *1* — потенциальный режим обтекания (идеальная жидкость); *2* — докритический ($Re \leqslant 2 \cdot 10^5$); *3* — критический ($Re = 4{,}5 \cdot 10^5$); *4* — сверхкритический ($Re = 1{,}0 \cdot 10^6$); *S* — точка отрыва; *B* — место отрывного пузыря

точки максимальной скорости статическое давление возрастает до места отрыва, так как скорость вне пограничного слоя уменьшается. В зоне отрыва пограничного слоя статическое давление фактически постоянно, а вблизи поверхности трубы жидкость движется в направлении, противоположном основному течению потока. При отрыве пограничного слоя образуются вихри, которые в зависимости от значения Re либо остаются в кормовой части трубы, либо периодически отрываются и уносятся набегающим потоком. В зависимости от величины Re можно выделить несколько режимов течения.

При $Re \leqslant 5$ инерционные силы меньше сил вязкости и труба обтекается плавно, линии тока огибают всю ее поверхность, а поток начинает отделяться от поверхности трубы в кормовой ее точке. Происходит потенциальное обтекание трубы (рис. 1.3,*а*) с симметричным распределением давления по ее поверхности.

При $Re > 5$ линии тока за трубой начинают расходиться, ламинарный пограничный слой отрывается, и за трубой образуются два симметричных постоянно циркулирующих вихря (рис. 1.3,*б*). Эти вихри ограничены нулевыми линиями тока, являющимися продолжением ламинарного пограничного слоя за точкой его отрыва от поверхности трубы. В данном случае течение в следе ламинарное и устойчивое. С дальнейшим увеличением числа Рейнольдса ($Re > 40$) течение в следе становится неустойчивым, и вихри начинают отрываться от поверхности трубы (рис. 1.3,*в*). Вначале отрывается один вихрь, что вызывает

асимметрию давления в следе, обусловливающую отрыв второго вихря. Этот процесс продолжается постоянно. Образовавшийся вихревой след, или так называемая дорожка Кармана, является также ламинарным и устойчивым на достаточно большом расстоянии от трубы.

При $Re=150$ в следе за трубой происходят нерегулярные периодические возмущения, продолжающиеся до $Re\approx300$. В этом диапазоне происходит переход к турбулентному обтеканию в области формирования вихрей. В переходном режиме существует трехмерная структура следа.

Далее след становится полностью турбулентным. Такая картина течения в следе сохраняется до наступления так называемого критического режима обтекания ($Re\approx2\cdot10^5$), характеризующегося резким уменьшением сопротивления давления и последующим его увеличением.

При критических Re в зоне переходного режима обтекания трубы имеет место отрыв ламинарного пограничного слоя с образованием так называемого отрывного пузыря и последующее его присоединение при $\varphi\approx100°$ в виде турбулентного пограничного слоя. На поверхности трубы в зоне отрывного пузыря (рис. 1.2, зона *B*) давление остается постоянным. Здесь происходит переход ламинарного течения в турбулентный. При переходе ламинарного течения в турбулентное пограничный слой получает дополнительную кинетическую энергию за счет турбулентных пульсаций внешнего потока, вследствие чего происходит резкое смещение точки отрыва до $\varphi\approx140°$. При таком виде отрыва уменьшается вихревая зона за трубой, и ее обтекание улучшается.

При критических Re в зоне резкого смещения отрыва пограничного слоя вниз по потоку отмечается нарушение регулярности отрыва вихрей от поверхности трубы.

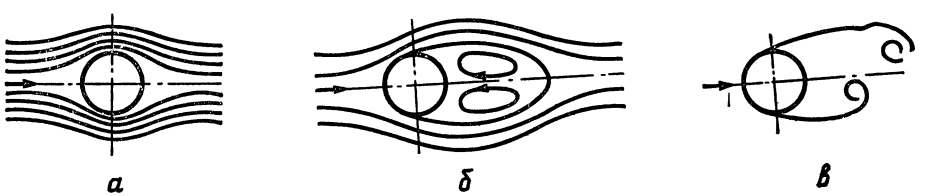


Рис. 1.3. Схемы обтеканий круглой трубы: *а* — потенциальное обтекание; *б* — установившееся усредненное течение; *в* — неустановившееся течение с отрывом вихрей

В сверхкритической области обтекания при $Re>3{,}5\cdot10^6$ в следе за трубой, согласно [3], существует вполне определенная частота отрыва вихрей. В Институте физико-технических проблем энергетики АН ЛитССР установлено, что в сверхкритической области обтекания с увеличением Re и турбулентности внешнего потока отрывной пузырь ис-

чезает и ламинарный пограничный слой непосредственно переходит в турбулентный, причем начало образования турбулентного пограничного слоя (рис. 1.4) смещается в сторону лобовой критической точки до $\varphi=30$—$35°$. Отрыв турбулентного пограничного слоя в сверхкритической области обтекания (рис. 1.4) происходит в зоне $\varphi\approx140°$. В некоторых работах [5] замечен отрыв турбулентного пограничного слоя при $\varphi\approx120°$. Таким образом, в сверхкритической области обтекания турбулентный пограничный слой занимает значительную часть поверхности трубы.

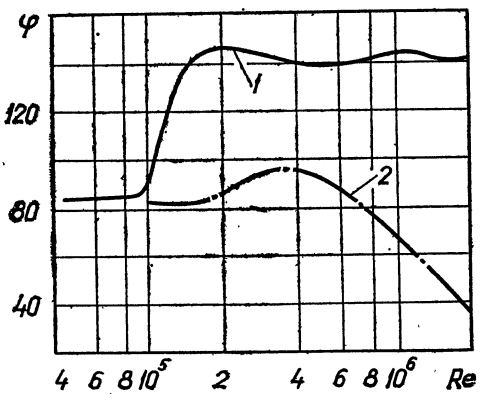


Рис. 1.4. Динамика характерных точек в пограничном слое на поверхности одиночной трубы при низкой турбулентности потока ($Tu<1\%$) и загромождении $k_q\leqslant0{,}3$ согласно работе [4]: *1* — точка отрыва пограничного слоя от поверхности трубы; *2* — точка начала перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный

При поперечном обтекании трубы обнаруживается нестационарность процессов течения около поверхности трубы. Наблюдаются флуктуации скорости потока в лобовой критической точке, мгновенное изменение давления по периметру трубы и другие эффекты, связанные с отрывом вихрей от поверхности. По результатам, представленным в работе [4], видно, что лобовая и кормовая критические точки периодически смещаются соответственно на $\varphi=\pm6$ и $\pm15°$ от геометрических критических точек на трубе. В элементах течения вблизи поверхности трубы доминируют колебания с частотой отрыва вихрей или кратной ей частотой.

Результаты исследований показывают, что динамика обтекания труб определяется условиями их обтекания и геометрическими особенностями поверхности [4—6].

1.3. Сопротивление трубы

Полное сопротивление поперечно обтекаемой трубы состоит из равнодействующих сил трения P_f и давления P_d, приложенных к ее поверхности. Соотношение этих сил меняется с изменением значения

Re в зависимости от характера обтекания трубы. При очень малых Re в условиях потенциального обтекания равнодействующая сил давления незначительна и полное сопротивление трубы определяется в основном силами трения P_f.

Согласно работе [7] при $\mathrm{Re}<30$ коэффициент сопротивления трения одиночной круглой трубы можно определить по формуле

$$c_f = \frac{8\pi}{\mathrm{Re}\,(2{,}002 - \ln \mathrm{Re})}. \tag{1.15}$$

С увеличением Re инерционные силы играют все более существенную роль, и в определенном интервале Re влияние их на сопротивление становится равным силам трения. В диапазоне $\mathrm{Re}=30\text{—}10^4$ [7] сопротивление трения можно определить по формуле

$$c_f = 4\,\mathrm{Re}^{-0{,}5}, \tag{1.16}$$

которая при нижнем пределе Re дает около 50% полного сопротивления трубы, а при верхнем — лишь 2%.

Экспериментальные данные [4], полученные в газовых и жидкостных потоках при $\mathrm{Re}>10^4$, показывают, что сопротивление трения одиночной поперечно обтекаемой трубы составляет менее 3% полного сопротивления, а при критических Re не превышает 1%. С дальнейшим увеличением Re доля сопротивления трения от общего сопротивления трубы уменьшается.

Распределение касательного напряжения, представленное в виде безразмерного коэффициента

$$\bar{\tau}_w = \frac{2\tau_w}{\rho U_0^2}\sqrt{\mathrm{Re}}, \tag{1.17}$$

по периметру поперечно обтекаемой трубы, определяется режимом обтекания. Интенсивность трения (рис. 1.5) изменяется по периметру трубы от нуля (при $\varphi=0$) до максимального значения (при $\varphi\approx 60°$). За точкой максимума характер распределения трения зависит от чис-

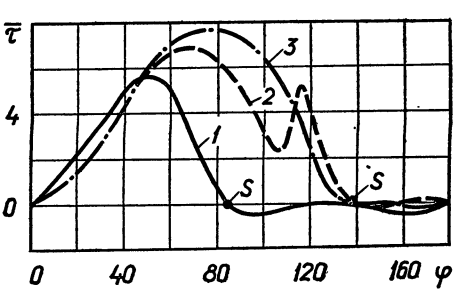


Рис. 1.5. Изменение распределения коэффициента трения по поверхности одиночной трубы при докритическом *(1)*, критическом *(2)* и сверхкритическом *(3)* режимах обтекания согласно работе [4]; *S* — точка отрыва

ла Рейнольдса и степени турбулентности набегающего потока. Как видно из рис. 1.5, интенсивность трения в докритическом режиме обтекания после достижения максимального значения падает до нуля, а в критическом режиме понижается до определенного минимального значения, затем возрастает до второго максимума и падает до нуля. Как установлено выше, точка, в которой сопротивление трения равно нулю, является точкой отрыва пограничного слоя от поверхности трубы. Первый минимум на кривой изменения сопротивления трения в критическом режиме обтекания соответствует началу перехода в пограничном слое от ламинарного течения к турбулентному и появлению отрывного пузыря. По-видимому, здесь происходит частичный отрыв пограничного слоя, и образующийся пузырь не отходит от поверхности трубы, а вращается около нее. Поэтому касательное напряжение на стенке не равно нулю. Ввиду того, что в этой зоне имеет место переход ламинарного течения в турбулентное, наблюдается рост касательного напряжения. С приближением к точке отрыва касательное напряжение стремится к нулю.

Во всех режимах обтекания трубы от точки отрыва до кормовой критической точки практически $\tau \approx 0$. В этой области отсутствует устойчивый пограничный слой и происходят различного рода вихревые процессы (периодические, апериодические, регулярные), обусловленные числом Рейнольдса, турбулентностью потока и другими факторами.

Сопротивление давления трубы определяется силами инерции частиц жидкости и рассчитывается путем интегрирования распределения статических давлений по поверхности трубы. Характер распределения давлений обусловлен течением жидкости в пограничном слое, который зависит от Re. Во всех режимах обтекания трубы (рис. 1.2) давление в лобовой ее части из-за ускорения потока падает до определенного значения коэффициента $\bar{p}$, соответствующего распределению давления при потенциальном обтекании и обычно не превышающего —3. Этот предел превышается только в условиях большого загромождения канала трубой. В докритическом режиме обтекания распределение давления во всех потоках имеет неглубокий минимум при $\varphi \approx 70°$ (рис. 1.2). Сопротивление давления в этом режиме большое из-за раннего отрыва пограничного слоя и широкого ближнего следа за трубой.

При критическом режиме обтекания значение коэффициента сопротивления давления трубы резко понижается, так как точка отрыва пограничного слоя смещается вниз по течению (в среднем от 82 до 140°). Число Рейнольдса, при котором коэффициент сопротивления трубы начинает резко уменьшаться, называется критическим числом Рейнольдса. Как уже отмечалось, это явление происходит вследствие турбулизации ламинарного течения в пограничном слое передней части трубы до точки отрыва пограничного слоя.

В сверхкритическом режиме обтекания от поверхности трубы отрывается турбулентный пограничный слой, а место его отрыва фактически остается без изменения. Поэтому с дальнейшим ростом Re распределение статического давления по поверхности трубы не меняется.

В лобовой критической точке до $\varphi \approx 40°$ распределение коэффициента давления по поверхности трубы автомодельно в отношении Re, т. е. с изменением Re остается постоянным. Основные изменения давления происходят только в кормовой части трубы, поскольку меняется устойчивость течения жидкости на поверхности трубы.

Коэффициент полного сопротивления поперечно обтекаемой трубы можно представить в виде

$$c_D = \frac{P_f + P_d}{dl\rho U_0^2/2}, \tag{1.18}$$

где l — длина трубы.

При $\mathrm{Re} > 10^3$ сопротивление одиночной трубы характеризуется сопротивлением давления ввиду незначительной величины сопротивления трения.

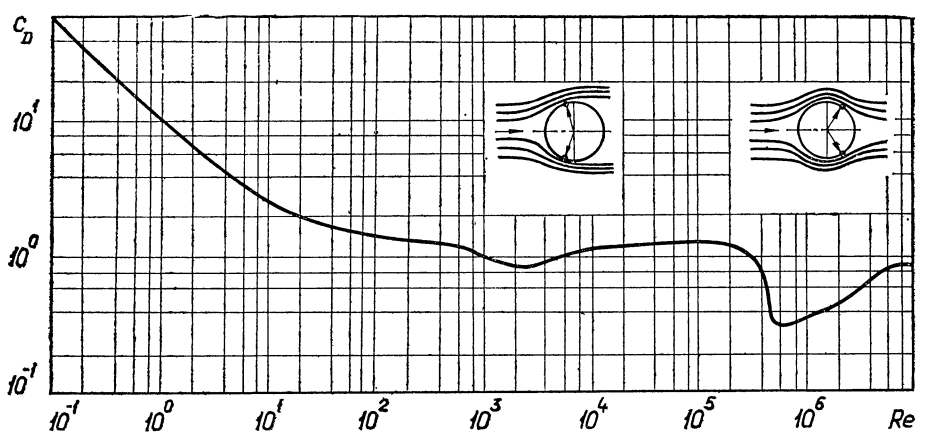


Рис. 1.6. Зависимость коэффициента полного сопротивления поперечно обтекаемой одиночной трубы от числа Рейнольдса

Представленные на рис. 1.6 данные показывают, что коэффициент полного сопротивления трубы в диапазоне $\mathrm{Re} = 10^3 - 2 \cdot 10^5$ стремится к постоянной величине $c_D \approx 1{,}2$, а в критическом режиме обтекания понижается до $c_D = 0{,}36$.

При сверхкритических значениях Re коэффициент c_D выше, чем при критических, так как с перемещением турбулентного пограничного слоя вверх по потоку ухудшается обтекаемость трубы. В этой зоне значение коэффициента c_D изменяется мало и в среднем равно 0,8.

1.4. Нестационарные гидродинамические силы и вибрации труб

При поперечном обтеканий труб большая часть завихренности пограничного слоя на их поверхности остается вне системы дискретных вихрей и поступает в след. Взаимодействие дискретных вихрей с завихренностью, направленной против основного потока, турбулизирует течение в следе, вследствие чего возникают пульсации давления потока, частота которых определяется частотой отрыва вихрей и природой турбулентности. В результате на трубу начинают действовать регулярная периодическая и случайная составляющие нестационарной гидродинамической силы. С увеличением Re течение в следе турбулизируется и доля случайной составляющей повышается по сравнению с регулярной, так как бо́льшая часть энергии, соответствующая энергии дискретных вихрей, переходит в энергию турбулентных пульсаций.

Спектр пульсаций давления потока вблизи поверхности трубы меняется по ее окружности. Исследования [8] показывают, что регулярная составляющая пульсаций давления потока с частотой отрыва вихрей наблюдается в лобовой части трубы до места отрыва пограничного слоя от поверхности трубы. На поверхности трубы, за местом отрыва пограничного слоя, пульсации давления потока имеют широкополосный спектр. В работе [9] определено, что при поперечном обтекании трубы в докритическом режиме ($\mathrm{Re}<2\cdot10^5$) в поперечном направлении относительно набегающего потока превалирует периодическая гидродинамическая сила с частотой отрыва вихрей. В литературе эта гидродинамическая сила часто именуется подъемной силой по аналогии с силой, возникающей при обтекании крыла самолета. В продольном направлении характерна гидродинамическая сила, частота которой вдвое больше частоты отрыва вихрей. Эта сила называется нестационарной периодической силой давления. Нестационарные гидродинамические силы определяются по изменению эпюр распределения давлений по поверхности трубы в процессе формирования и отрыва вихрей поочередно то с одной, то с другой стороны трубы. Эти силы представляются в виде безразмерных коэффициентов

$$c_y = \frac{2L_y}{\rho U_0^2 dl}, \quad c_x = \frac{2L_x}{\rho U_0^2 dl}, \tag{1.19}$$

где L_y, L_x — гидродинамические силы, действующие поперек и вдоль потока соответственно.

Для определения гидродинамических сил применяются амплитудные или среднеквадратичные значения этих коэффициентов. Пульсирующую подъемную силу можно описать зависимостью

$$L_y = \frac{1}{2} c_y dl \rho U_0^2 \sin \omega t, \qquad (1.20)$$

где ω — круговая частота пульсации гидродинамической силы.

Аналогично определяется и пульсирующая периодическая гидродинамическая сила давления.

Непосредственное измерение периодических сил, действующих на поперечно обтекаемую трубу, связано с большими трудностями. Необходимо одновременно измерить мгновенные давления по всему периметру трубы, а затем методом интегрирования определить гидродинамические силы, действующие на трубу вдоль и поперек потока.

Определенные разными авторами гидродинамические коэффициенты c_y и c_x значительно отличаются друг от друга по величине. Исследования показывают, что эти коэффициенты зависят от режима обтекания трубы, который меняется с изменением Re.

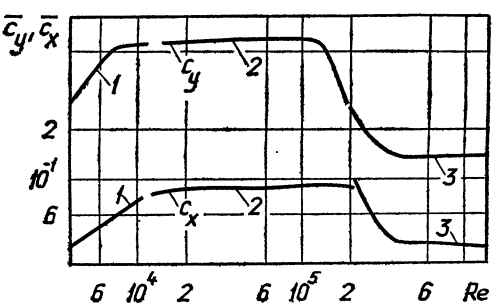


Рис. 1.7. Изменение среднеквадратичных значений коэффициентов нестационарных гидродинамических сил в поперечном (c_y) и продольном (c_x) направлениях относительно потока при поперечном обтекании одиночной трубы в зависимости от числа Рейнольдса: *1* — [10]; *2* — усреднение [8, 9, 12—15]; *3* — [11]

На рис. 1.7 по данным работ [8—15] представлены усредненные среднеквадратичные значения коэффициентов c_y и c_x для часто применяемого на практике диапазона изменения Re. Как видно из рисунка, значения коэффициента c_x на порядок меньше значений коэффициента c_y. С увеличением Re значения этих коэффициентов (при докритических Re) возрастают. Начиная от $\mathrm{Re}=10^4$, это увеличение незначительно, поэтому значения коэффициентов c_y и c_x можно считать постоянными. В этом диапазоне изменения Re наблюдается устойчивый режим обтекания труб. Поэтому и данные работ отдельных авторов по нестационарным гидродинамическим силам получаются более надежными и имеют меньший разброс, чем при других Re.

В критическом режиме обтекания замечено резкое уменьшение c_y и c_x, так как течение в следе за трубой полностью турбулизируется, а ширина следа уменьшается. При этом увеличивается и доля случайной составляющей нестационарной гидродинамической силы по сравнению с регулярной силой. В этой области коэффициенты стационарной и нестационарной гидродинамических сил уменьшаются, поскольку улучшаются условия обтекания трубы. Необходимо помнить, что значение критического числа Рейнольдса меняется в зависимости от турбулентности потока, степени загромождения канала трубой, шероховатости поверхности и других факторов. Поэтому вблизи критических значений Re замечены наибольшие расхождения данных по гидродинамическим силам, полученных отдельными исследователями.

Под действием нестационарных гидродинамических сил трубы начинают вибрировать. Этот процесс следует учитывать при конструировании теплообменных аппаратов, поскольку под действием вибраций трубы могут разрушиться вследствие динамических напряжений. В последнее время появилось много работ, посвященных этому вопросу.

Основное внимание в исследованиях вибраций труб сконцентрировано на практических задачах измерения амплитуд, частот и форм колебаний в зависимости от скорости потока, что необходимо для изыскания средств подавления этих вибраций. Работы [14—19] посвящены изучению вибраций поперечно обтекаемой одиночной трубы. Получено, что вибрации возбуждаются регулярной и случайной составляющими гидродинамических сил, а сам механизм возбуждения труб определяется вибропараметрами трубы и структурой течения потока. В зависимости от величины демпфирования трубы могут вибрировать с собственной частотой или с частотой возбуждающей гидродинамической силы. Данные по вибрациям одиночной трубы, полученные в ИФТПЭ АН ЛитССР, представлены в гл. 7.

Исследования [20—23] показывают, что существуют некоторые различия в обтекании неподвижной и колеблющейся труб. Это связано с тем, что при колебании меняется ширина следа, а с ней — частота отрыва вихрей и гидродинамические силы, действующие на трубу. В результате образуется обратная связь между движением трубы и потоком.

Отрыв вихрей от поверхности колеблющейся трубы определяется частотой ее колебаний. С приближением частоты отрыва вихрей к частоте колебаний трубы f_n происходит синхронизация частот вынужденных колебаний трубы, т. е. вихри отрываются с частотой колебаний трубы. Однако для упруго установленной трубы, возбуждаемой потоком, не исключено и обратное явление, т. е. колебание трубы с частотой отрыва вихрей. Зона синхронизации частот довольно обширна. В

литературе указывается, что она находится в диапазоне соотношения частот $f_s/f_n=0{,}9—1{,}3$.

Наряду с зоной полной синхронизации частот отрыва вихрей с частотой колебаний трубы существуют и зоны частичной синхронизации, в которых происходит сближение этих частот. По нашим и другим [8, 14] данным с приближением к зоне полной синхронизации зоны частотной синхронизации могут быть выражены соотношением частот $f_s/f_n=0{,}7—0{,}9$, а при выходе из этой зоны — соотношением $f_s/f_n=1{,}3—1{,}7$. В зонах частичной синхронизации частота отрыва вихрей находится между частотой колебаний трубы и частотой отрыва вихрей от поверхности неподвижной трубы.

Исследования показывают, что с увеличением относительной амплитуды колебаний трубы A/d зона синхронизации расширяется. С ростом частоты колебаний трубы начало зоны синхронизации сдвигается в сторону больших скоростей, т.е. к большим значениям соотношения f_s/f_n.

В зоне синхронизации частот амплитуда колебаний трубы максимальна. Вне этой зоны частота отрыва вихрей от поверхности вибрирующей трубы происходит так же, как и в случае неподвижной трубы. Синхронизация частот происходит не только по первой форме колебаний труб, но и по высшим формам. Характерно, что при переходе от одной формы колебаний к другой частота отрыва вихрей меняется скачкообразно. Вне зон синхронизации частота отрыва вихрей такая же, как и в случае неподвижной трубы.

Изменение структуры обтекания трубы [24] при вынужденных колебаниях и при возбуждении потоком происходит аналогично. При этом важно, чтобы амплитуды и частоты колебаний оставались одинаковыми.

1.5. Влияние различных факторов на обтекание труб

Большинство имеющихся теоретических и экспериментальных исследований проведено с гладкими трубами в условиях, близких к условиям обтекания безграничным потоком. На практике часто встречаются случаи загромождения канала трубой, повышенной турбулентности набегающего потока, а для интенсификации теплообмена применяются шероховатые и оребренные поверхности.

Поперечное обтекание трубы при разных коэффициентах загромождения канала трубой $k_q=d/h$, где h — высота канала, изучалось в работах [4, 25]. Получено, что с ростом k_q скорость вне пограничного слоя в лобовой части трубы возрастает.

С увеличением k_q течение в пограничном слое на поверхности трубы становится более стабильным, чем в безграничном потоке. Поэтому точка отрыва пограничного слоя в докритическом режиме обтекания смещается вниз по потоку. В безграничном потоке ($k_q=0$) точка отрыва пограничного слоя соответствует $\varphi=82°$, а в случае $k_q=0{,}8$ — $\varphi\approx 97°$.

При обтекании труб потоком повышенной турбулентности пульсации внешнего потока проникают в пограничный слой. Ламинарное течение в пограничном слое лобовой части трубы турбулизируется и становится более устойчивым к отрыву от поверхности трубы. Поэтому при докритических Re с повышением турбулентности внешнего потока точка отрыва пограничного слоя смещается вниз по потоку. Данные работ [4, 26] показывают, что в докритическом режиме обтекания с изменением турбулентности потока от 0 до 15% точка отрыва смещается от $\varphi\approx 82°$ до $\varphi\approx 88°$.

В критическом режиме обтекания с повышением турбулентности внешнего потока картина обтекания трубы не меняется, так как отрывается турбулентный пограничный слой.

С увеличением Re или Tu область ламинарного пограничного слоя на поверхности поперечно обтекаемой трубы в критическом и сверхкритическом режимах обтекания сужается. Исследования показали, что точка перехода ламинарного течения в турбулентное смещается в пограничном слое от $\varphi\approx 100°$ до $\varphi\approx 30°$ и меньше. Например, при $\mathrm{Re}=7{,}7\cdot 10^5$ и изменении Tu от 1 до 15% точка перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный смещается от $\varphi=60°$ до $\varphi=30°$. Вследствие этого из-за увеличения зоны турбулентного пограничного слоя возрастает его толщина на поверхности трубы, а место отрыва не меняется или незначительно смещается в сторону понижения угла φ, отсчитываемого от передней критической точки.

Турбулентность внешнего потока изменяет характер обтекания трубы по всему периметру во всех режимах обтекания. В высокотурбулентных потоках критический режим наступает при меньших Re, чем в низкотурбулентных. Изменение режима обтекания трубы связано с переходом течения жидкости в пограничном слое из ламинарного в турбулентное и сдвигом места отрыва пограничного слоя вдоль по потоку.

С повышением турбулентности потока изменяются и касательные напряжения на поверхности трубы, так как возникает дополнительная турбулентная вязкость. При турбулентном течении скорость диффузии частиц жидкости, а следовательно, и вязкость значительно выше, чем при ламинарном течении. Вместе с тем при увеличении скорости потока затраты энергии на преодоление гидравлического сопротивления при турбулентном течении больше, чем при ламинарном.

При турбулентном течении эффект перемешивания можно выразить через турбулентное напряжение трения. Тогда касательное напряжение

$$\tau=(\mu+\mu_t)\frac{\partial u}{\partial y}, \tag{1.21}$$

где μ_t — так называемая турбулентная или вихревая вязкость. В пограничном слое величина μ_t может быть в несколько раз больше, чем динамическая вязкость μ той же жидкости.

Все реальные потоки обладают некоторой степенью турбулентности, которая в расчетах определяется коэффициентом μ_t. При поперечном обтекании труб [4] турбулентную вязкость можно определить из выражения

$$\mu_t=K\frac{Tu}{100}\delta U_0 n^*, \tag{1.22}$$

где $K\approx 0{,}15$ — эмпирическая константа; Tu — турбулентность потока в процентах; δ — толщина пограничного слоя; n^* — демпфирующий фактор, который равен

$$n^*=\frac{1-\cos\pi(y/\delta)}{2}. \tag{1.23}$$

На практике при разработке теплообменников широко используются трубы с шероховатыми поверхностями. При определенных значениях Re элементы шероховатости изменяют обтекание. Высота элементов шероховатости k влияет на течение жидкости в пограничном слое, но только в тех случаях, когда она соизмерима с δ. Если же k значительно меньше δ, то пульсации скорости, создаваемые элементами шероховатости, мало изменяют течение в пограничном слое. В противном случае пульсации скорости потока уменьшают устойчивость ламинарного течения в пограничном слое. Вследствие этого в пограничном слое лобовой части трубы режим течения становится турбулентным или переходным. Поэтому изменяются местоположение точки отрыва пограничного слоя и характер обтекания поверхности трубы. Для определения минимальной критической высоты шероховатости (при полном ее проявлении) $k_{кр}$, при которой возникает переходный режим течения в пограничном слое, рекомендуется принимать безразмерную высоту шероховатости

$$k^+=u_* k_{кр}/\nu\approx 15, \tag{1.24}$$

где u_* — динамическая скорость, определяемая из уравнения

$$u_*=\sqrt{\tau_w/\rho}. \tag{1.25}$$

Здесь τ_w — касательное напряжение; ρ — плотность потока.

Из рис. 1.5 видно, что при поперечном обтекании одиночной трубы наибольшие касательные напряжения имеют место при угле $\varphi \approx 60—80°$, которому соответствует наибольшее значение k^+ по периметру трубы. При $k=\text{const}$ местоположение шероховатости критической высоты в лобовой части трубы зависит от значения Re, так как с его изменением изменяется величина касательных напряжений на стенке.

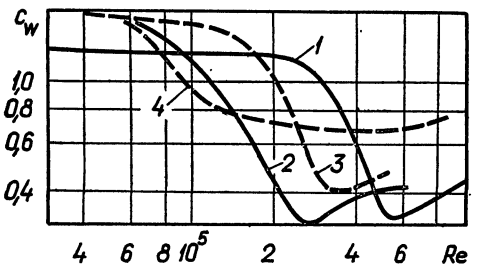


Рис. 1.8. Изменение коэффициента сопротивления давления на поверхности поперечно обтекаемой одиночной трубы в зависимости от турбулентности внешнего потока (сплошные линии) и относительной шероховатости поверхности трубы (пунктир) при критических числах Рейнольдса [4]. При $k/d=0$ Tu, %: *1* — 0, *2* — 4; при $Tu=1\%$ k/d: *3* — 0, *4* — $5\cdot10^{-3}$

При изготовлении труб важно знать допустимую высоту шероховатости, которая при обтекании еще не вызывает увеличения сопротивления. Для ламинарного и турбулентного пограничных слоев эта высота различна. Как уже отмечалось, при ламинарном пограничном слое шероховатость обусловливает его переход в турбулентное состояние. Вследствие этого изменяется полное сопротивление трубы, которое либо уменьшается, либо увеличивается. Увеличивается оно в том случае, когда сопротивление рассматриваемого тела определяется силами трения. В случае поперечно обтекаемых труб преобладает сопротивление давления, а сопротивление трения незначительно. Поэтому при докритических Re шероховатость турбулизирует ламинарный пограничный слой в лобовой части трубы и отрыв пограничного слоя смещается вниз по потоку. Обтекаемость трубы улучшается, а полное ее сопротивление уменьшается. В сверхкритическом режиме обтекания сопротивление шероховатой трубы больше, чем гладкой, так как сопротивление трения увеличивается, а сопротивление давления не меняется.

При турбулентном пограничном слое элементы шероховатости не увеличивают сопротивления поверхности, если ни один из них не выступает за пределы ламинарного подслоя. Как известно, ламинарный подслой составляет лишь небольшую часть толщины турбулентного пограничного слоя. Из имеющихся данных исследования течения в трубах можно сделать вывод, что при $k^+<5$ шероховатость не влияет на ламинарный подслой, а полное ее проявление обнаружено при $k^+>70$. Существует и промежуточная зона ($5\leqslant k^+\leqslant 70$), в которой элементы шероховатости проявляются частично. Аналогичных значений k^+ следует ожидать и для турбулентных течений на поверхности поперечно обтекаемых труб.

Имеющиеся данные обтекания шероховатых и гладких труб показывают незначительное количественное изменение в обтекании. В среднем сопротивление трения шероховатой трубы на 10% больше, чем гладкой. В докритическом режиме обтекания увеличение относительной шероховатости k/d приводит к незначительному повышению коэффициента сопротивления давления. Но с ростом шероховатости стенки трубы (рис. 1.8) критический режим наступает при меньших Re, чем в случае гладкой трубы. Однако изменение характера сопротивления трубы при изменении Re остается таким же, как и при обтекании гладкой трубы низкотурбулентным потоком. Следовательно, изменения обтекания поверхности трубы при увеличенной шероховатости аналогичны изменениям при повышенной турбулентности внешнего потока. Рост турбулентности потока сказывается на обтекании шероховатой трубы. В зоне критических Re на шероховатой поверхности трубы отрыв пограничного слоя происходит раньше, чем на гладкой поверхности, так как увеличивается толщина турбулентного пограничного слоя. Шероховатость и внешняя турбулентность вносят возмущения в течение пограничных слоев. Если эти возмущения приводят к изменению течения в пограничных слоях, то меняется картина обтекания труб.

При создании компактных теплообменников широко применяются ребристые трубы. С точки зрения теплоотдачи они высокоэффективны при поперечном обтекании. Существуют различные модификации ребристых труб [27—29].

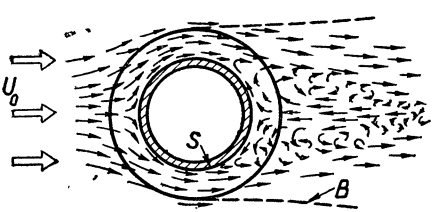


Рис. 1.9. Схема обтекания ребристой трубы: S — место отрыва пограничного слоя; B — приблизительная граница турбулизированного следа за трубой

Обтекание ребристой трубы определяется обтеканием комплекса элементов сложной формы, обусловленной геометрическими размерами трубы и ребер. При поперечном обтекании ребристой трубы (рис. 1.9) происходит турбулизация потока в отрывной зоне и между ребрами. При докритических Re в лобовой части трубы почти всегда имеет место ламинарный пограничный слой. В следе за местом отрыва образуется клиновидная зона завихрения с возвратной струей в центре, которая действует на трубу как набегающий поток. Эта струя обтекает кормовую часть поверхности трубы и сливается с основным потоком.

Завихренность и турбулентность потока в середине клина быстро диффундируют в основной поток. В случае ребристых труб потери напора, затрачиваемые на вихреобразование, значительно превышают потери на трение. Поэтому для ребристых труб, как и для гладких, важную роль играет сопротивление давления.

Картина обтекания несущей поверхности ребристой трубы тем ближе к обтеканию гладкой трубы, чем ниже высота ребер и больше расстояние между ними. При росте высоты ребер и уменьшении расстояния между ними поток между ребрами все больше приобретает характер щелевого течения, при котором увеличиваются потери на трение. Получается сложная картина обтекания, характерная для каждого способа оребрения труб.

При определении чисел подобия, характеризующих сопротивление оребренных труб, принимаются такие величины, как поперечный размер труб, параметры, учитывающие оребрение труб, и скорость потока.

Во многих работах для учета оребрения труб применяются относительные величины, например высота ребра h/d, его толщина δ/d, а также расстояние между ребрами l_1/d. За определяющую скорость, как правило, принимается скорость набегающего потока или скорость в узком сечении канала.

1.6. Пучки труб

Теплообменные поверхности проще изготовлять и монтировать из пучков труб. В большинстве случаев трубчатые теплообменники работают при поперечном ($\beta=90°$) обтекании труб. Встречается также обтекание труб или отдельных их участков под углом атаки потока ($\beta<90°$). На практике используются трубы с гладкой, шероховатой и оребренной поверхностями.

При конструировании теплообменников применяются разные компоновки труб. Трубы в пучках располагаются в коридорном или шахматном порядке (рис. 1.10). Пучки характеризуются относительными поперечными ($a=s_1/d$), продольными ($b=s_2/d$) или диагональными ($b'=s'_2/d$) расстояниями, т. е. так называемыми поперечными, продольными или диагональными относительными шагами.

Поток, обтекая трубы пучков, сужается вследствие уменьшения проходного сечения между трубами. В глубине пучка на трубы набегает высокотурбулизированный поток. Характерно, что в кормовой части труб в пучках пространство для развития вихревой структуры меньше, чем на одиночной трубе. Влияние вышеуказанных факторов на обтекание определяется величиной относительных шагов и способом рас-

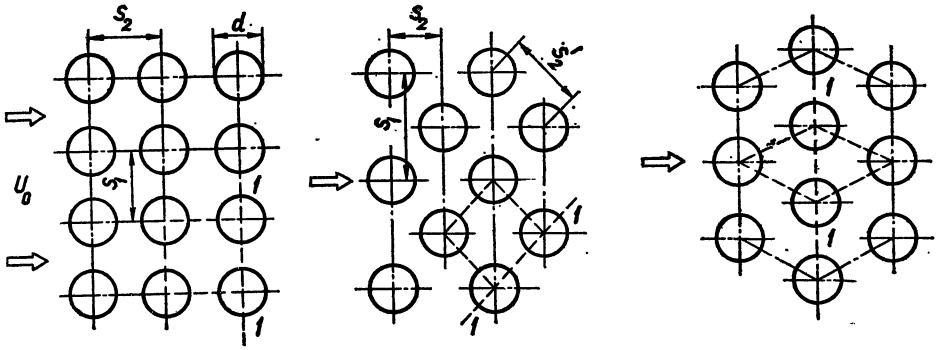


Рис. 1.10. Наиболее часто применяемые схемы расположения труб в пучках и характерные расстояния (шаги) между трубами. Наименьшее проходное сечение в пучке труб — по 1—1

положения труб в пучках. Чем теснее пучок, тем больше отличается обтекание трубы в пучке от обтекания одиночной трубы. Характер обтекания труб в некоторой степени зависит и от числа поперечных рядов пучка, так как существуют эффекты, связанные с входом и выходом жидкости из пучка труб.

Изучению структуры обтекания труб, гидродинамических сил, действующих на трубы, вибраций труб, возбуждаемых потоками жидкостей, посвящено много работ, однако полного ответа на все возникающие вопросы пока нет. Это можно объяснить отсутствием точных аналитических решений, а также тем, что основные расчетные зависимости, необходимые для практических нужд, получены на основе экспериментальных данных, определенных путем использования теории подобия. Полученные данные обобщаются уравнениями подобия и применяются для аналогичных систем. Поэтому существует множество работ, посвященных частным случаям.

Большое значение для практики имеют данные по гидравлическому сопротивлению пучков труб различной конфигурации. Большинство авторов [30—36], обобщая данные по гидравлическому сопротивлению, пользуются уравнением подобия

$$\mathrm{Eu} = k\,\mathrm{Re}^r. \qquad (1.26)$$

Для учета влияния геометрии пучка на сопротивление при расчете по формуле (1.26) составлялись таблицы значений k и r в зависимости от шагов, либо в состав постоянной k вводился дополнительный параметр, взятый по геометрическим характеристикам пучка.

В последнее время наряду с исследованиями, имеющими прикладное значение, изучаются структура обтекания труб в пучках и течение

в межтрубном пространстве [37—40]. Экспериментально установлено, что, как и в случае поперечно обтекаемой трубы, сопротивление трубы в пучках [37] в основном определяется сопротивлением формы, а сопротивление трения составляет несколько процентов от общего сопротивления. Поэтому с уменьшением числа рядов потери давления, отнесенные к одному ряду, увеличиваются. Процессы нестационарности течения потока в пучках исследовались в работах [38—40]. Из этих работ следует, что при обтекании труб в пучках возникают периодические пульсации давления, способные возбудить вибрации труб.

Влияние угла атаки потока на сопротивление пучков труб изучалось в работах [41, 42], в которых получено, что с увеличением угла атаки газового потока сопротивление пучков труб незначительно увеличивается. Это, по-видимому, связано с ростом сопротивления давления. В современных компоновках нагревательных поверхностей широко распространены углы атаки потока $\beta<90°$, поэтому данные исследования влияния угла атаки потока на гидродинамику пучков труб имеют большое практическое значение. К сожалению, таких данных в настоящее время совсем мало, да и то они получены для газовых теплоносителей. (Особенности обтекания гладкотрубных пучков рассматриваются в гл. 3.)

В настоящее время на транспорте и в промышленности все чаще применяются малогабаритные высокоэффективные теплообменники из пучков труб с шероховатой или оребренной поверхностью. В работах [43—46] обнаружено, что при критических Re с увеличением шероховатости стенки трубы гидравлическое сопротивление пучков возрастает. С ростом шероховатости быстрее наступает критический режим обтекания труб, а с его появлением сопротивление труб сначала незначительно уменьшается, а потом повышается и становится автомодельным в отношении Re. При докритических Re сопротивление труб фактически остается независимым от шероховатости поверхности. (Обтекание и сопротивление пучков шероховатых труб подробно рассматриваются в гл. 5.)

Как видно из [27, 47] и других работ, аналогичное влияние на сопротивление пучков оказывает оребрение поверхности труб.

Гидродинамика оребренных труб сложна. Ее изучению посвящено большое количество работ, в которых основное внимание уделяется сопротивлению пучков ребристых труб, а данных по обтеканию труб в пучках очень мало. (В настоящей работе сопротивление и обтекание оребренных труб в пучках анализируются в гл. 6.)

С развитием энергетики и реакторостроения увеличились габариты теплообменников. Возникла проблема вибраций труб, возбуждаемых потоками теплоносителей. В последнее десятилетие появилось немало

работ по исследованию вибраций отдельных элементов теплообменников. Однако полного ответа на все вопросы о вибрациях и борьбе с ними пока не получено, хотя в этой области и проделана значительная работа.

В работе [48] исследовались трубы, консольно установленные в газовых потоках. Причины возникновения вибраций труб в пучках изучались в работах [49—55]. В работах [56—59] обнаружили, что вибрации труб в пучках определяются вибропараметрами труб, параметрами потока, числом Рейнольдса и другими факторами. Исследовано в основном вихревое возбуждение труб в пучках и предложены уравнения для определения значений Re, в диапазоне которых возможны большие вибрации. Аналогичный подход к изучению вибраций отмечен и в первых работах [39, 60], в которых основное внимание сосредоточено на исследовании вихревого возбуждения поперечно обтекаемых пучков труб.

В последнее время появились новые работы по исследованию причин возникновения вибраций, позволившие глубже изучить процессы возбуждения вибраций труб потоками. В работах [61—65] на основе экспериментальных данных рассматриваются критерии расчета вибраций труб, возбуждаемых потоком. Указывается, что поперечно обтекаемые трубы в пучках возбуждаются турбулентными пульсациями давления потока, отрывом вихрей от поверхности трубы и вследствие гидроупругого взаимодействия труб в пучках с потоком. При расчете вибраций рекомендуется рассматривать все виды возбуждения.

Несмотря на большое количество проведенных аналитических и экспериментальных работ, пока нет точных методик расчета вибраций труб. Это объясняется тем, что вибрации труб в пучках возбуждаются сложными механизмами, поэтому весьма трудно определить гидродинамические силы, действующие на трубы. Все теоретические работы [66—69] в основном опираются на экспериментальный материал.

Вибрации, возбуждаемые потоком, широко исследовались и в ИФТПЭ АН ЛитССР. В результате обобщения данных определена картина возбуждения вибраций труб пучков и найдены меры борьбы с ними (см. гл. 7).

В настоящее время продолжаются работы по усовершенствованию теплообменников. Картина обтекания одиночной трубы указывает на сложность структуры течения жидкости вблизи поверхности и в ближнем следе за трубой. Из краткого обзора гидродинамики пучков труб следует, что обтекание трубы в пучке является более сложным, чем обтекание одиночной трубы. Поэтому до сих пор не найдена точная методика расчета гидродинамики и вибраций пучков труб. Прокачка теплоносителей все еще связана с большими затратами энергии, часто

возникают вибрации труб. Цель настоящей работы на основе полученных данных дать рекомендации по повышению эффективности систем теплообменников, усовершенствовать имеющиеся методики расчета гидродинамики и вибраций пучков труб, возбуждаемых потоком. Известно, что даже незначительные вибрации приводят к разрушению труб. Это наносит большой ущерб народному хозяйству. Поэтому большое внимание в книге уделяется рассмотрению структуры течения жидкости в пучках труб и их сопротивления. Много внимания уделено физической картине обтекания трубы в разных рядах пучка и характеристикам течения жидкости в пучках. Имеющиеся в литературе многочисленные данные по гидродинамике и вибрациям пучков труб получены в основном для газовых потоков, а лишь в нескольких отдельных случаях приведены данные для капельных жидкостей. Поэтому не выяснена полная картина явлений, происходящих в потоках капельных жидкостей. Поскольку плотность газа примерно в 10^3 раз меньше плотности жидкости, гидродинамика пучков труб в газовых и жидкостных теплоносителях должна несколько различаться. В потоках жидкостей возникают большие гидродинамические силы, действующие на трубы, а возбуждаемые ими вибрации более опасны, чем в газовых потоках.

С целью выяснения вышеизложенных вопросов в ИФТПЭ АН ЛитССР проведен большой комплекс многолетних экспериментальных исследований пучков труб на опытных установках по хорошо проверенным методикам. Исследования осуществлялись в потоках газа и таких жидкостей, как вода, трансформаторное масло, авиационное масло и другие теплоносители. Рассматривались пучки труб с гладкой, шероховатой и оребренной поверхностями. Определялись отличия гидродинамических характеристик обтекания шероховатых и оребренных труб от соответствующих характеристик гладких труб, которые менее эффективны с точки зрения теплоотдачи, но зато более благоприятны в отношении гидродинамики. Поскольку шероховатые и оребренные трубы широко применяются при разработке высокоэффективных малогабаритных теплообменников для транспорта и других отраслей народного хозяйства, проведены детальные исследования по изысканию более выгодных, режимов обтекания таких труб.

Значительная часть исследований проведена как при низких, так и при высоких числах Рейнольдса. В среднем значение Re изменялось от 30 до $2 \cdot 10^6$, число Pr — от 0,7 до $1{,}4 \cdot 10^4$, а угол атаки потока — от 25 до 90°.

Материал представлен в виде формул, графиков и таблиц, удобных для использования при проектировании теплообменников.

2 Методы исследований

Процессы гидродинамики и вибраций при обтекании пучков труб являются настолько сложными, что в настоящее время еще не могут быть изучены теоретически и требуют экспериментальных исследований. Для их изучения широко используется теория моделирования. На основе полученных данных создается физическая модель и уточняются имеющиеся методы расчета.

Для проведения экспериментальных исследований обтекания пучков труб в поперечном потоке различных жидкостей и газов в ИФТПЭ АН ЛитССР были созданы специальные установки и разработаны методы исследований. При изменении температуры жидкостей от 18 до 80 °С число Прандтля можно было изменять от 0,7 до 10 000. Изменение скорости потока от 0,1 до 60 м/с позволило выполнить исследования в следующих интервалах чисел Рейнольдса: в потоках авиационного и трансформаторного масел — от 200 до $2 \cdot 10^4$, в потоке воздуха и воды — от 5000 до $2 \cdot 10^6$.

Экспериментально изучены местные и средние характеристики обтекания различно расположенных пучков труб, диаметр которых изменяется от 16 до 160 мм. Определены распределение давления на поверхности, касательное напряжение, полное гидравлическое сопротивление пучков, частота отрыва вихрей, параметры колебаний труб, а также другие характеристики течения, изучены возможности предотвращения гидродинамических вибраций и приведены методики расчета.

При обработке экспериментальных данных характеристики физических свойств воды и воздуха принимались согласно работе [70], а авиационного и трансформаторного масел определялись экспериментально (см. Приложения, табл. 1—4).

2.1. Методы теоретических расчетов

При обтекании криволинейных поверхностей можно выделить пограничный слой и внешний поток. Для пограничного слоя характерна неоднородность поля внутреннего трения. В этой зоне силы внутреннего трения и инерционные силы должны рассматриваться как величины одного и того же порядка. Вся остальная область течения относится к внешнему потоку, в котором действием сил трения можно пренебречь. В пределах пограничного слоя с удалением от криволинейной поверхности действие сил трения уменьшается. В связи с этим возникают две самостоятельные задачи: исследование движения реальной жидкости в

пограничном слое и исследование движения жидкости во внешнем потоке. Полученные для каждой зоны решения должны быть согласованы между собой, так как на границе этих зон один вид течения плавно переходит в другой.

Задачи, связанные с внешним потоком, можно решать на основе системы упрощенных уравнений, в которых не учитывается величина внутреннего трения. При решении задач пограничного слоя необходимо применять полные уравнения, описывающие движение жидкости. Следует учитывать значительное влияние сил вязкости. Кроме того, решение существенно усложняется вследствие отрыва пограничного слоя.

Известно, что при $\mathrm{Re}>5$ и поперечном обтекании трубы в кормовой ее части происходит отрыв пограничного слоя. В этом случае уравнения пограничного слоя уже не пригодны для описания течения в данной области. Для определения места отрыва пограничного слоя существуют разные приближенные методы, которые опираются на экспериментальные исследования и трудоемки даже применительно к случаю одиночной трубы. Поэтому и по сей день гидродинамика пучков труб определяется на основе результатов экспериментальных исследований.

Наиболее приемлемая теория численного расчета турбулентного пограничного слоя в области отрыва и рециркуляции представлена в работе [71]. Здесь проведен расчет полей изотерм и линий тока при ламинарном обтекании пучка при $\mathrm{Re}=100$.

Для определения гидродинамических характеристик обтекания пучков труб при более высоких Re в ламинарной, переходной и турбулентной частях пограничного слоя решаются уравнения Навье—Стокса с применением хорошо известных гипотез относительно определения турбулентной вязкости с учетом изменения градиента давления по направлению течения. В зоне положительного градиента давления с приближением к месту отрыва пограничного слоя необходимо учитывать изменение градиента давления поперек пограничного слоя. В настоящее время существует ряд методов расчета сложных течений, какими являются отрывные течения. Может быть применена модель турбулентности «k—ε». Для определения характеристик двумерных отрывных течений в декартовых координатах используется система уравнений кинетической энергии турбулентности и диссипации:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho uk)+\frac{\partial}{\partial y}(\rho vk)=\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial y}\right)+G-\rho\varepsilon,$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u\varepsilon)+\frac{\partial}{\partial y}(\rho v\varepsilon)=\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial y}\right)+$$

$$+c_1\frac{\varepsilon}{k}G-c_2\rho\frac{\varepsilon^2}{k}, \qquad (2.1)$$

где

$$G=\mu_t\left[2\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2+2\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial v}{\partial x}+\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2\right];$$

σ_k, σ_ε, c_1, c_2 — константы, $k=\frac{1}{2}(\overline{u'^2}+\overline{v'^2}+\overline{w'^2})$ — кинетическая энергия турбулентности; ε — диссипация турбулентной кинетической энергии.

Турбулентная вязкость μ_t определяется по зависимости

$$\mu_t=\rho c_\mu k^2/\varepsilon. \tag{2.2}$$

Для многих видов отрывных течений значения постоянных изменяются. Часто в модели «k—ε», согласно экспериментальным данным, принимаются следующие значения постоянных: $c_\mu=0{,}09$; $c_1=1{,}43$; $c_2=1{,}92$; $\sigma_k=1{,}0$; $\sigma_\varepsilon=1{,}13$.

Установлено, что константы c_μ, c_1, c_2, σ_ε не являются универсальными и могут изменяться.

Для исследования течения вблизи стенки в модель «k—ε» вводятся некоторые модификации. С приближением к стенке кинетическая энергия турбулентности уменьшается, а роль молекулярного переноса увеличивается. Поэтому некоторые постоянные зависят от турбулентного числа Рейнольдса

$$\mathrm{Re}_t=\frac{\rho v_t}{\mu} \quad \text{или} \quad \mathrm{Re}_t=\frac{\rho k^2}{\mu\varepsilon}.$$

В этом случае константы c_μ и c_2 принимают следующий вид:

$$c_\mu=0{,}09\exp[-2{,}5/(1+\mathrm{Re}_t/50)],$$
$$c_2=2{,}0\,[1{,}0-0{,}3\exp(-\mathrm{Re}_t^2)]. \tag{2.3}$$

Скорость диссипации на единицу объема $\rho\varepsilon$ рассматривается как суммарная:

$$\varepsilon=\varepsilon_v+\varepsilon_t, \tag{2.4}$$

где ε_v — диссипация при ламинарном течении:

$$\varepsilon_v=\nu\left(\frac{\partial\overline{u}}{\partial y}\right)^2, \tag{2.4а}$$

ε_t — диссипация, обусловленная турбулентностью потока. В случае однородной изотропной турбулентности ($\varepsilon=\varepsilon_t$)

$$\varepsilon=15\,\nu\left(\frac{\partial\overline{u}}{\partial x}\right)^2. \tag{2.4б}$$

В турбулентной области течения $\varepsilon_t \gg \varepsilon_v$. Вблизи стенки скорость диссипации турбулентной кинетической энергии

$$\varepsilon = 2\mu \left(\frac{\partial k^{1/2}}{\partial y}\right)^2. \qquad (2.4в)$$

В отрывных течениях на турбулентную вязкость влияет кривизна обтекаемой поверхности, что необходимо учитывать при расчетах по системе уравнений (2.1).

Выбор модели турбулентности зависит от сложности течения и требуемой точности определения гидродинамических характеристик течения. Следует отметить, что существующие модели турбулентности нуждаются в экспериментальной проверке и дальнейшем усовершенствовании.

Аналогичные трудности возникают и при исследовании вибраций труб, возбуждаемых потоком. Весьма сложно определить пульсирующие гидродинамические силы, если существуют только приближенные методы, опирающиеся на экспериментальные исследования.

Пучки труб под действием нестационарных гидродинамических сил колеблются с различной интенсивностью. Колебательный процесс зависит от материала труб, способа их закрепления, гидродинамического режима и других факторов. Описать этот процесс можно дифференциальным уравнением [72, 73], решение которого не всегда возможно. Для практических расчетов вибраций однородных труб теплообменников используется упрощенное дифференциальное уравнение

$$EI \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + c \frac{\partial y}{\partial t} = F(x, t), \qquad (2.5)$$

где EI — изгибная жесткость; m — расчетная масса трубы на единицу длины, состоящая из массы трубы, массы жидкости, находящейся в трубе, и присоединенной массы жидкости; c — коэффициент, учитывающий демпфирование трубы; $F(x, t)$ — возбуждающая гидродинамическая сила; x, y — декартовы координаты вдоль и поперек трубы соответственно.

Способ крепления одного из концов труб учитывается краевыми условиями. Известно, что прогиб и изгибающий момент шарнирно закрепленного конца трубы равны нулю. В этом случае

$$y = 0, \quad \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = 0. \qquad (2.6)$$

Для жестко закрепленного конца прогиб и угол наклона касательной к кривой прогиба равны нулю, а

$$y = 0, \quad \frac{\partial y}{\partial x} = 0. \qquad (2.7)$$

Для свободного конца трубы изгибающий момент и поперечная сила равны нулю, а

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2}=0, \quad \frac{\partial^3 y}{\partial x^3}=0. \tag{2.8}$$

Таким образом, в зависимости от вида крепления труб в теплообменниках существуют четыре краевых условия, с учетом которых при решении дифференциального уравнения (2.5) можно найти постоянные константы, необходимые для расчета вибраций труб.

Решив уравнение (2.5), можно определить все необходимые колебательные параметры трубы при ее свободных колебаниях и под действием пульсирующей гидродинамической силы, т.е. форму свободных колебаний трубы, ее частоту, колебательную амплитуду и т.д.

В уравнении (2.5) не учитывается влияние сил инерции поворота сечения и перерезывающих сил, которые могут быть весьма существенными при колебании труб, если их сечение сопоставимо с длиной в случае высоких частот. Но это не характерно для расчета вибраций труб теплообменников, когда длина труб превышает их диаметр, а частоты колебаний невысокие. В расчетах не учитывается влияние этих сил и этим вводится погрешность, которая не превышает 1%.

Наибольшие трудности при решении уравнения (2.5) возникают из-за того, что не во всех случаях имеется аналитическое описание гидродинамической силы $F(x, t)$. Как отмечено в гл. 1, трубы возбуждаются под действием разных механизмов, которые связаны с их обтеканием (см. гл. 7).

В уравнении (2.5) демпфирование учитывается третьим членом в левой стороне и принимается пропорциональным скорости перемещения трубы, а в более точных расчетах — квадрату этой скорости. Точно определить все формы демпфирования практически трудно, и при

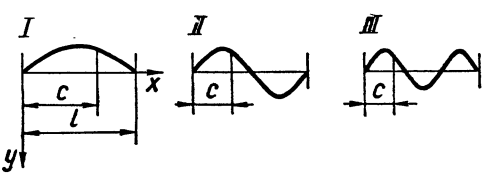


Рис. 2.1. Схемы изгиба трубы с опертыми концами при ее колебании по I, II и III формам

этом уравнение (2.5) усложняется. Поэтому при практических расчетах вибраций труб теплообменников демпфирование принимается пропорциональным скорости или квадрату скорости.

При расчете вибраций трубы важно установить частоту их собственных колебаний (рис. 2.1), которая определяется способом крепления трубы. Зная период собственных колебаний трубы, можно исполь-

зовать упрощенное дифференциальное уравнение (2.5), принимая во внимание только граничные условия заделки концов труб без учета демпфирования. Полученные таким образом результаты очень мало отличаются от истинных. Надо также иметь в виду, что высокой точности определения периодов собственных колебательных форм при расчете вибраций труб, возбуждаемых потоком, не требуется, так как из-за незначительных изменений условий обтекания труб потоком жидкости частота возмущающей гидродинамической силы может изменяться в значительных пределах.

Для определения собственной частоты колебаний трубы постоянного сечения без учета затухания используется уравнение (2.5) в следующей форме:

$$EI\frac{\partial^4 y}{\partial x^4}+m\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}=0. \tag{2.9}$$

Введя в уравнение (2.9) безразмерную координату $\bar{x}=x/l$, где l — длина трубы, получим

$$\frac{\partial^4 y}{\partial \bar{x}^4}+\frac{ml^4}{EI}\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}=0. \tag{2.10}$$

Если труба совершает колебания по одной из трех форм, то перемещение любой точки гармонически изменяется со временем согласно зависимости

$$y(\bar{x},\ t)=Y(\bar{x})(A\cos\omega t+B\sin\omega t). \tag{2.11}$$

Подставив $y(\bar{x},\ t)$ в уравнение (2.10), получим обыкновенное дифференциальное уравнение для определения функции $Y(\bar{x})$:

$$Y^{\mathrm{IV}}(\bar{x})-r^4Y(\bar{x})=0, \tag{2.12}$$

где

$$r^4=\frac{m\omega^2 l^4}{EI}. \tag{2.13}$$

Согласно работам [72, 73] решение уравнения (2.12) можно представить в следующем виде:

$$Y(\bar{x})=c_1\sin r\bar{x}+c_2\cos r\bar{x}+c_3\,\mathrm{sh}\,r\bar{x}+c_4\,\mathrm{ch}\,r\bar{x}, \tag{2.14}$$

где c_1—c_4 — константы, зависящие от типа крепления концов труб. Определив эти константы, получим уравнение для расчета форм колебаний трубы для каждого вида ее крепления (табл. 2.1).

Таблица 2.1 **Уравнения и их корни для определения частот собственных колебаний труб [72,73]**

Род крепления концов труб	Уравнение	Корни		
		r_1	r_2	r_n при $n \geqslant 3$
Оба заделаны	$\operatorname{ch} r \cos r = 1$	4,730	7,853	$\frac{2n+1}{2}\pi$
Один заделан, другой оперт	$\operatorname{th} r = \operatorname{tg} r$	*3,927*	*7,069*	$\frac{4n+1}{4}\pi$
Один заделан, другой свободен	$\operatorname{sh} r \cos r = -1$	1,875	4,694	$\frac{2n-1}{2}\pi$
Оба опираются	$\sin r = 0$	π	2π	$n\pi$

По уравнению (2.13) и данным табл. 2.1 можно определить круговую собственную частоту колебаний трубы для каждой формы:

$$\omega_n = \frac{r_n^2}{l^2}\sqrt{\frac{EI}{m}}. \qquad (2.15)$$

Собственную частоту колебаний трубы для каждой из форм можно определить из уравнения

$$f_n = \frac{\omega_n}{2\pi} = \frac{r_n^2}{2\pi l^2}\sqrt{\frac{EI}{m}}. \qquad (2.16)$$

Колебания трубы характеризуются формой и соответствующим ей периодом колебаний. Колебания трубы по одной из форм совершается независимо от всех других ее колебаний, возникающих под действием динамической нагрузки. Форма колебаний трубы представляется в виде функции от координат ее точек. Эта функция выражает относительное положение точек трубы при ее колебании и называется нормальной функцией.

Если формы колебаний трубы известны, то для рассмотрения колебательного движения достаточно знать лишь колебание какой-либо одной точки на трубе. Тогда колебание трубы [74] можно определить по простым формулам, описывающим колебание материальной точки.

Точку, определяющую перемещение трубы при известной нормальной функции, принято называть точкой приведения. Представим нормальную функцию в таком виде, чтобы создаваемое ею относительное смещение точки приведения было равно единице. Тогда точку приведения можем принять в качестве обобщенной координаты, определяющей колебательное движение трубы для данной нормальной функции. Нор-

мальная функция будет выражать собой смещение всех точек на оси трубы относительно смещения заданной точки приведения. При использовании метода приведения необходимо заранее знать вид нормальной функции для каждого вида крепления концов трубы. Эта функция определяется из уравнения (2.14) при граничных условиях (2.6)—(2.8). Необходимо также знать распределение массы по длине трубы, интенсивность и распределение внешней гидродинамической нагрузки $f(x, t)$.

Для расчета свободных колебаний точки приведения [74], определяющей колебательное движение трубы, по формулам для материальной точки необходимо найти приведенную массу $m_{\text{пр}}$, приведенный коэффициент жесткости $k_{\text{пр}}$ и приведенную силу $f_{\text{пр}}$.

Приведенная масса определяется на основании того, что точка приведения при колебательном движении обладает такой же кинетической энергией, как и колеблющаяся труба, если предположить, что в приведенной точке сосредоточена масса трубы.

Нетрудно доказать, что при поперечных колебаниях трубы приведенная масса равна сумме произведений масс всех точек трубы на квадрат их смещения, которые получаются при смещении точки приведения, равном единице:

$$m_{\text{пр}} = \int_0^l m(x)\, Y^2(x)\, dx. \tag{2.17}$$

Если колебания трубы происходят в жидкости с большой плотностью, то при определении приведенной массы необходимо учитывать и присоединенную массу жидкости.

Приведенный коэффициент жесткости рассчитывается на основе изучения потенциальной энергии трубы. Установлено, что приведенный коэффициент жесткости равен удвоенному значению потенциальной энергии трубы при относительном ее перемещении, соответствующем смещению точки приведения, равному единице, т.е. при перемещении, определяемом функцией $Y(x)$:

$$k_{\text{пр}} = 2V_{Y(x)=1}, \tag{2.18}$$

где $V_{Y(x)=1}$ — потенциальная энергия трубы при относительном перемещении трубы, равном единице.

Приведенная сила, приложенная к точке приведения, определяется из равенства работ, совершаемых приведенной силой в точке приведения, и силами, приложенными к колеблющейся трубе. Из этого следует, что приведенная сила равна сумме произведений смещений точек

трубы при относительном смещении точки приведения, равном единице, на приложенные в этих точках силы:

$$f_{\text{пр}} = \int_0^l f(x)\, Y(x)\, dx. \tag{2.19}$$

Угловую собственную частоту колебаний трубы при известных приведенных величинах можно определить по формуле

$$\omega = \sqrt{\frac{k_{\text{пр}}}{m_{\text{пр}}}}. \tag{2.20}$$

Для примера расчета приведенных величин рассмотрим колебания одиночной трубы с шарнирно опертыми концами, масса единицы длины которой равна m_0. Уравнение, описывающее форму колебаний такой трубы, определяется функцией $\sin n\pi \frac{x}{l}$.

Если за точку приведения (рис. 2.1) принять сечение на расстоянии c от опоры, то выражение для колебательных форм трубы в точке приведения будет следующим:

$$Y(x) = \frac{\sin n\pi \frac{x}{l}}{\sin n\pi \frac{c}{l}}. \tag{2.21}$$

Приняв за точку приведения точку, в которой $\sin n\pi \frac{c}{l} = 1$, получим

$$Y(x) = \sin n\pi \frac{x}{l}. \tag{2.21а}$$

Тогда приведенную массу можно определить из уравнения (2.17), подставив в него значение нормальной функции:

$$m_{\text{пр}} = m_0 \int_0^l \left(\sin n\pi \frac{x}{l}\right)^2 dx = \frac{m_0 l}{2}, \tag{2.17а}$$

а приведенный коэффициент жесткости рассчитать из уравнения (2.18) с учетом выражения потенциальной энергии при изгибе трубы:

$$k_{\text{пр}} = 2V_{Y(x)=1} = EI_0 \int_0^l \left[\left(\sin n\pi \frac{x}{l}\right)''\right]^2 dx = \frac{EI_0 \pi^4 n^4}{2l^3}, \tag{2.18а}$$

где I_0 — момент инерции сечения трубы.

Зная $m_{\text{пр}}$ и $k_{\text{пр}}$, из уравнения (2.20) можно определить собственную частоту колебаний труб.

Представленный теоретический анализ вибраций труб пучков, поперечно обтекаемых потоком, показывает, что в настоящее время экспериментальные исследования этого вопроса очень актуальны. Проблема расчета гидродинамических характеристик пучков труб при поперечном обтекании и вибрациях под действием нестационарных гидродинамических сил все еще находится в стадии изучения. Только в последнее время, когда участились случаи преждевременного выхода из строя больших теплообменных аппаратов от динамических напряжений, на этот вопрос обращено должное внимание.

В данной работе на основе имеющихся знаний выбираются методики проведения экспериментальных исследований физической стороны процессов обтекания, причин возникновения гидродинамических сил, разрабатываются способы их определения, анализируются механизмы возбуждения вибраций труб гидродинамическими силами и многие другие вопросы. С учетом этих теоретических и экспериментальных исследований разрабатываются расчетные методики с целью обеспечения условий длительной работы теплообменников.

2.2. Методы экспериментальных исследований

Точное решение аналитических уравнений, описывающих гидродинамику и вибрации труб, обтекаемых потоком жидкости или газа, связано с большими трудностями и не всегда возможно. Поэтому в настоящей работе широко использованы точное и приближенное моделирования исследуемых процессов. Приближенное моделирование процессов при обтекании труб значительно упрощает многие задачи. При поперечном и косом обтекании труб в зависимости от изменения числа Рейнольдса существуют широкие зоны автомодельности гидродинамических процессов. Как отмечалось в гл. 1, при поперечном обтекании трубы коэффициент сопротивления, число Струхаля, определяющее частоту отрыва вихрей, характер распределения давления и многие другие характеристики остаются постоянными в широком диапазоне изменения числа Рейнольдса.

В автомодельной области в случае приближенного моделирования не обязательно равенство чисел Рейнольдса для модели и реальной конструкции. Это облегчает решение многих задач гидродинамики и вибраций труб в потоках жидкостей.

В теории подобия указывается, каким условиям должны удовлетворять модель и протекающий в ней процесс, чтобы полученные результаты можно было применять в реальных условиях. Установить условия подобия можно с помощью теорем подобия при наличии полного математического описания процесса переноса. Если известен только пере-

чень величин, существенных для данного процесса, то условия подобия определяются методом размерностей.

Согласно теории подобия необходимо установить условия подобия физических явлений и сформулировать правила объединения физических величин в безразмерные комплексы. Рассмотрим основные принципы моделирования гидродинамических процессов. Математическое описание процесса или явления должно отвечать условию гомогенности. Так, для двух явлений, описываемых уравнениями

$$F(u_1,\ u_2,\ \ldots,\ u_n)=0 \tag{2.22}$$

и

$$F(k_1 u_1,\ k_2 u_2,\ \ldots,\ k_n u_n)=0, \tag{2.23}$$

условие гомогенности выполняется только при

$$F(k_1 u_1,\ k_2 u_2,\ \ldots,\ k_n u_n)=f(k_1,\ k_2,\ \ldots,\ k_n)F(u_1,\ u_2\ \ldots,\ u_n), \tag{2.24}$$

когда масштабное преобразование отдельных переменных

$$u_i=k_i u_i' \tag{2.25}$$

приводит к масштабному преобразованию всей функции в целом.

Числа подобия, наиболее часто используемые при исследовании гидродинамики пучков труб, можно получить из уравнений Навье—Стокса. Методы получения чисел подобия из дифференциальных уравнений, характеризующих движение жидкости на поверхности, приведены в работах [34, 75, 76]. Уравнения, описывающие явление, приводятся к безрамерному виду, и количественные значения величин сравнивают-

Таблица 2.2 **Числа подобия процессов поперечного обтекания труб**

Число подобия	Физический смысл числа подобия
$\mathrm{Re}=\frac{ud}{\nu}$	Число Рейнольдса выражает отношение сил инерции к силам молекулярного трения
$\mathrm{Eu}=\frac{\Delta p}{\rho u^2}$	Число Эйлера выражает отношение сил давления к силам инерции потока жидкости
$\mathrm{Gr}=\frac{gl^3\beta\Delta T}{\nu^2}$	Число Грасгофа выражает отношение подъемной силы, обусловленной различием плотности в потоке, к силам молекулярного трения
$\mathrm{Sh}=\frac{fd}{u}$	Число Струхаля выражает отношение произведения частоты отрыва вихрей на определяющий размер тела к скорости потока
$\mathrm{Pr}=\frac{\nu}{a}$	Число Прандтля выражает подобие скоростных и температурных полей в потоках жидкости

ся независимо от их физической природы. В результате определяются основные числа, характеризующие обтекание поверхности.

При поперечном и косом обтекании труб гидродинамические процессы в основном определяются числами Рейнольдса, Эйлера, Струхаля и другими, а также безразмерными величинами. Числа подобия имеют физический смысл, который отражает течение в пограничном слое и за его пределами (табл. 2.2).

Если числа подобия, составленные из величин, входящих в условия однозначности, одинаковы, а сами условия однозначности подобны, то и явления подобны [77—80]. Это положение имеет важное значение при моделировании гидродинамических процессов. Комбинируя различным образом числа подобия, можно получить новые числа, которые более четко отражают особенности протекающих процессов.

Обычно для расчетов используются функциональные зависимости между числами подобия. Например, зависимость гидравлического сопротивления пучка, исходя из дифференциальных уравнений от безразмерных координат и чисел подобия выражается уравнением

$$\mathrm{Eu} = \varphi(\bar{x},\ \bar{y},\ \mathrm{Re},\ \mathrm{Pr},\ \mathrm{Gr}). \tag{2.26}$$

В состав числа Эйлера входит зависимая переменная Δp, которую можно определить из дифференциальных уравнений, описывающих течение жидкости на подобных гидродинамических участках при соответствующих граничных условиях.

Зависимость гидравлического сопротивления от граничных условий при вынужденном течении жидкости описывается уравнением

$$\mathrm{Eu} = k\,\mathrm{Re}^{r}. \tag{2.27}$$

Проблема изучения вибраций трубных систем теплообменников с циркулирующими потоками жидкостей сложна ввиду разнообразной структуры обтекания труб, а также различия в механизмах их возбуждения. До сих пор аналитически не решенными остаются даже задачи простого поперечного обтекания одиночной трубы. Поэтому большой круг вопросов решается экспериментальными методами. Изготовляются отдельные модели, помогающие выяснить закономерности взаимодействия потока с обтекаемыми телами. Таким образом выясняется природа стационарных и периодических, возбуждающих и демпфирующих гидродинамических сил при обтекании труб в различных рядах пучков теплообменников и многие другие вопросы, связанные с вибрациями труб. Ввиду сложности геометрической формы пучков труб, применяемых в теплообменниках, усложняются уравнения подобия, используемые при модельных испытаниях. Известно, что в пределах упругости материала амплитуда вынужденных колебаний обратно пропорциональна уровню демпфирования. Поэтому всякая ошибка в моде-

лировании характеристик демпфирования пропорционально отражается на амплитуде вынужденных колебаний.

Изучение вибраций труб теплообменников на моделях [78] можно проводить при помощи моделирования механической и гидродинамической систем, а также гидроупругого взаимодействия. При моделировании гидродинамических характеристик и вибраций труб теплообменников на моделях должны действовать те же механизмы возбуждения труб, что и в реальном теплообменнике. Не всегда удается провести полное моделирование по всем вышеуказанным величинам. Для того чтобы гидродинамически возбуждаемые частоты на модели соответствовали истинным частотам в теплообменнике, необходимо поддерживать одинаковые скорости потока, но тогда трудно получить соответствующее моделирование в отношении числа Рейнольдса, так как в него входит геометрический размер. Следовательно, необходимо изменять величину ν, но это не всегда возможно. В таких случаях следует уточнить пределы допустимого несовпадения Re, так как величина Sh, характеризуемая частотой отрыва вихрей в определенных условиях, является автомодельной в широком интервале изменения Re. Для решения всех этих вопросов надо хорошо изучить гидродинамику обтекания труб теплообменников.

При моделировании очень важно учитывать все основные особенности изучаемого процесса и конструкции. Всякие упрощения или схематизации процессов, протекающих в трубных системах теплообменников, должны быть оговорены и обоснованы с точки зрения обтекания этих систем в реальном теплообменнике и на модели. Прямой эксперимент на реальном теплообменнике при решении вопросов вибраций его труб под действием протекающей жидкости не всегда возможен и требует материальных затрат. При проектировании новых теплообменников необходимо установить некоторые параметры, например конструкционное демпфирование, коэффициент присоединенной массы жидкости и многие другие, которые можно получить только на моделях. Характеристики физических явлений, полученные на модели, можно перенести не только на одну определенную систему, но и на всю группу подобных ей гидроупругих систем.

Таким образом, особенности основных физических явлений обтекания и вибраций определяются на отдельных моделях, а затем переносятся на реальные теплообменники. Надо отметить, что при современном развитии теории моделирования результаты, полученные на моделях, с большой точностью соответствуют результатам, определенным на реальных конструкциях. Поэтому в настоящее время для получения многих данных, необходимых при проектировании новых теплообменников, широко проводятся исследования на моделях.

При разработке методики исследования, создании экспериментальных установок и участков учитывались требования теории подобия, а также рекомендации, приведенные в работах [79, 80] и др. Полученные результаты экспериментальных исследований сопоставлялись с известными литературными данными, и все несоответствия тщательно анализировались. Таким образом получены достоверные результаты и выбраны более совершенные методики исследования.

2.3. Устройства для моделирования

Для моделирования гидродинамических процессов обтекания и вибраций элементов теплообменников, возбуждаемых потоком, использовались экспериментальные контуры, обеспечивающие непрерывный поток газа или жидкости. В эти контуры были вмонтированы экспериментальные участки с исследуемыми элементами теплообменных устройств.

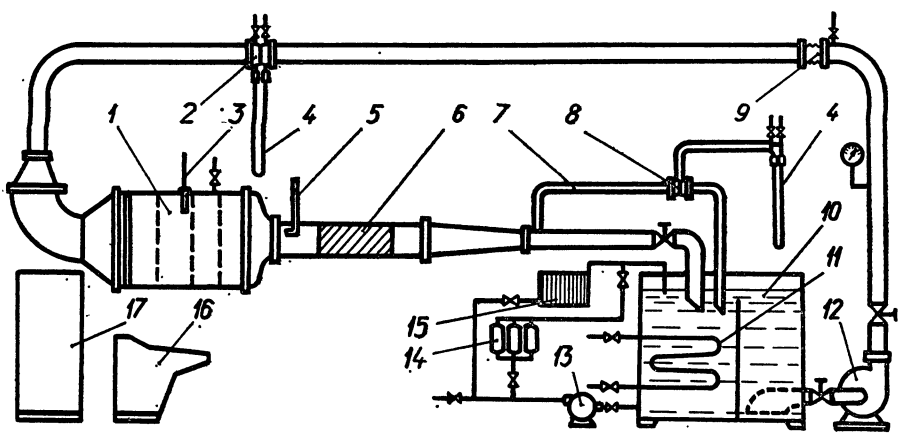


Рис. 2.2. Схема гидродинамического контура авиационного масла: *1* — успокоительный участок; *2, 8* — нормальные диафрагмы; *3* — ртутный термометр; *4* — дифференциальный манометр; *5* — трубка Пито—Прандтля; *6* — экспериментальный участок; *7* — возвратная линия; *9* — эластичное соединение; *10* — резервуар; *11* — теплообменник; *12, 13* — насосы; *14* — фильтр грубой очистки; *15* — фильтр тонкой очистки; *16* — пульт управления; *17* — тиристорный выпрямитель

Принципиальные схемы аэродинамических и гидродинамических контуров, используемых в ИФТПЭ АН ЛитССР, одинаковы. Имеются лишь некоторые конструктивные отличия, обусловленные особенностями предназначения.

Для экспериментальных исследований в докритическом режиме обтекания ($Re \leqslant 2 \cdot 10^5$) различными жидкостями и воздухом использовалось несколько тождественных замкнутых контуров. Исследование элементов теплообменников в критическом режиме обтекания ($Re > 2 \cdot 10^5$) потоком воздуха проводилось на аэродинамическом контуре, давление в котором достигло 2,5 МПа, а в потоке воды — на специально созданном гидродинамическом контуре. Для наглядности рассмотрим типичные гидродинамические контуры, предназначенные для исследования обтекания, сопротивления и вибраций труб в потоках жидкостей и газов теплоносителей при значениях Re от низких до критических и выше критических.

Гидродинамические характеристики в потоках жидкостей при малых значениях Re исследовались в замкнутом гидродинамическом контуре авиационного масла МС-20 (рис. 2.2). Контур изготовлен из нержавеющей стали с уплотнениями из свинца. Насос производительностью 200 м³/ч и напором 28 м вод. ст. приводился в движение через тиристорный выпрямитель двигателем постоянного тока мощностью 32 кВт. На оси двигателя был смонтирован тахогенератор с обратной связью на тиристорный преобразователь, способный поддерживать постоянство вращения двигателя с точностью ±3 об/мин. Жидкость из резервуара емкостью 3 м³ подавалась насосом по трубопроводу диаметром 150 мм в успокоительный участок сечением 740×740 мм. В передней части участка была вмонтирована решетка для выравнивания профиля скорости, а за ней — четыре сетки. Количество сеток, расстояние первой сетки от решетки и расстояние между сетками рассчитывались исходя из условий максимального гашения крупномасштабных вихрей. Из успокоительного участка через сужающийся конфузор, изготовленный по лемнискате, жидкость попадала в экспериментальный участок, в котором был установлен пучок труб, и после его прохождения сливалась обратно в резервуар.

Для поддержания постоянной температуры авиационного масла, циркулирующего в контуре, в резервуар были вмонтированы два теплообменника для нагревания или охлаждения жидкости, а для успокоения потока и удаления воздуха — перегородки. Для устранения вибраций насос с контуром соединялся посредством сильфона.

В исследованиях применялся гидродинамический контур трансформаторного масла, аналогичный по конструкции контуру авиационного масла МС-20, но больший по размерам и производительности (до 500 м³/ч).

Для проведения экспериментальных исследований при критических и сверхкритических Re создан замкнутый гидродинамический контур воды (рис. 2.3), дающий возможность получать $Re > 10^6$ (скорость в минимальном сечении пучка изменялась от 1,2 до 33 м/с). Контур из-

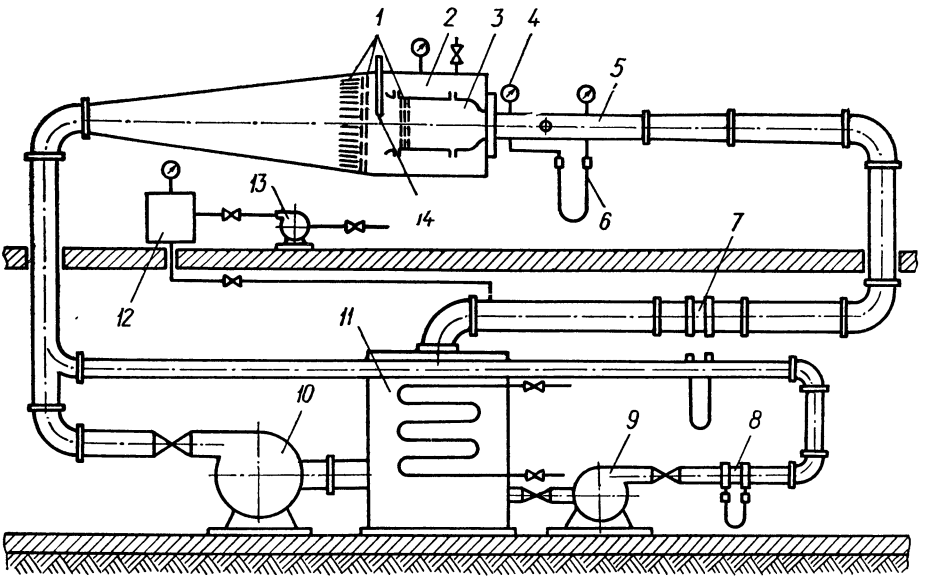


Рис. 2.3. Схема гидродинамического контура воды: *1* — успокоительные трубки и сетки; *2*, *3* — большой и малый успокоительные участки; *4*, *6* — манометры; *5* — экспериментальный участок; *7* — труба Вентури; *8* — диафрагма; *9*, *10* — насосы; *11* — бак с теплообменником; *12* — ресивер; *13* — противокавитационный насос; *14* — термометр

готовлен из труб диаметром 500 мм и оснащен двумя насосами производительностью 500 и 3600 м³/ч соответственно. Из резервуара жидкость подавалась насосом в большой успокоительный участок $d=1600$ мм, в котором находились потоковыравнивающие трубки и сетки. Конфузор изготовлялся по лемнискате. Пройдя экспериментальный канал с пучком, жидкость возвращалась в резервуар с охладителем, поддерживающим стационарный режим. На прямом участке трубы устанавливалась нормальная диафрагма для измерения расхода жидкости. Во избежание кавитации в пучке был установлен насос с ресивером, с помощью которого в контуре можно было поддерживать давление, необходимое для бескавитационного обтекания.

В случае докритических Re в контуре использовался насос меньшей производительности. Гидродинамический контур воды применялся в основном для исследования вибраций пучков труб и других элементов теплообменников. Уровень механических вибраций был низким.

Для исследования обтекания труб с применением термоанемометрической аппаратуры широко использовался низкотурбулентный ($Tu<$

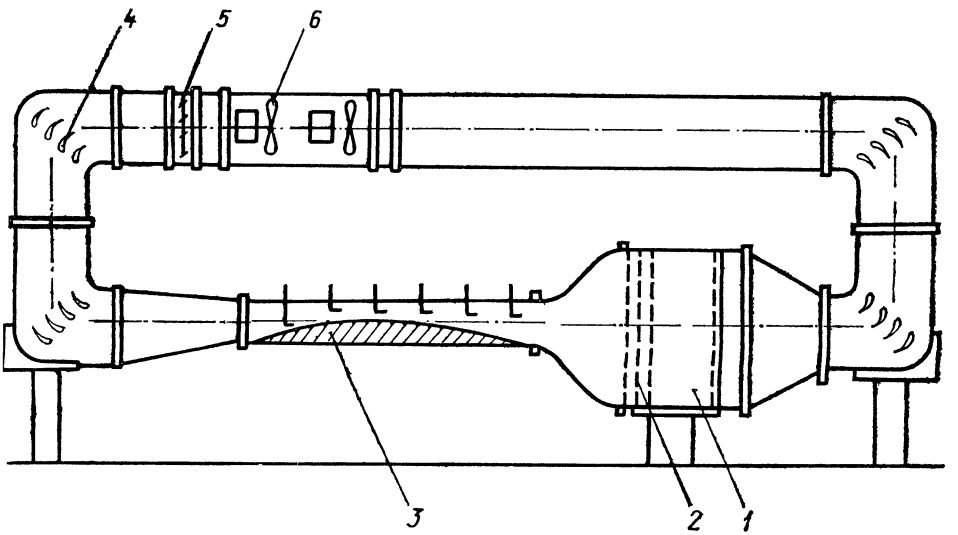


Рис. 2.4. Схема низкотурбулентного аэродинамического контура: *1* — успокоительный участок; *2* — сетки; *3* — рабочий участок; *4* — поворотные лопатки-теплообменники; *5* — задвижка; *6* — вентилятор

$<1\%$) аэродинамический контур (рис. 2.4). В экспериментальном канале этого контура средняя скорость достигала 60 м/с. Стационарный температурный режим работы контура поддерживался с помощью вмонтированных в него теплообменников. В контуре были установлены два осевых вентилятора производительностью $(8—10)\cdot 10^3$ м^3/ч каждый, питаемые двигателем постоянного тока, что позволило изменять производительность и поддерживать стабильную работу при фиксированных оборотах двигателя.

Аэродинамический контур высокого давления значительно отличался от контура низкого давления. Воздух в него подавался воздуходувкой. Контур представлял собой установленную в вертикальном положении трубную петлю с потоковыравнивающими участками, характерными для всех аэро- и гидродинамических контуров. Большие значения Re достигались путем повышения давления воздуха до 2,5 МПа.

При работе контуров расход жидкости или воздуха устанавливался либо с помощью задвижек, либо плавным изменением числа оборотов двигателя постоянного тока, приводившего в движение насос или воздуходувку.

Изменение Re достигалось изменением расхода и температуры жидкости, протекающей через экспериментальный участок, а также применением различных жидкостей. Для исследований при низких и средних числах Рейнольдса (до $Re=2\cdot10^5$) использовались контуры авиационного и трансформаторного масел, контур воды и аэродинамический контур низкого давления, а для исследований при высоких числах Рейнольдса ($Re>2\cdot10^5$) — контуры воды и воздуха высокого давления.

Расход жидкости измерялся нормальными диафрагмами, изготовленными согласно существующим нормативам. Для определения малых расходов жидкости использовались возвратные линии меньшего диаметра, чем основные. Средняя температура потока измерялась термопарами и лабораторными термометрами, установленными перед входом в экспериментальный участок.

Моделирование гидродинамических характеристик и вибраций, возбуждаемых потоком, производилось в экспериментальных участках, в которые были вмонтированы пучки труб и другие трубчатые элементы теплообменников. Типичный экспериментальный участок для исследования обтекания и сопротивления пучков труб представлен на рис. 2.5. В зависимости от геометрии пучка этот экспериментальный участок представлял собой конструкцию длиной 1 или 1,58 м поперечным сечением 150×180 мм, изготовленную из нержавеющей стали. Пакет труб и калориметры собирались в направляющих длиной 1500 мм, изготовленных из нержавеющей стали. Для измерения профилей скорости перед пучком в горизонтальной и вертикальной плоскостях устанавливались координатные механизмы с трубками Пито—Прандтля.

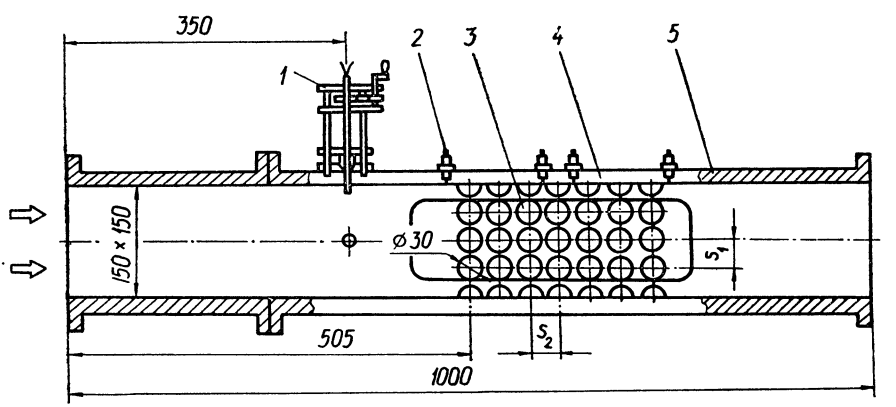


Рис. 2.5. Схема экспериментального участка: *1* — координатный механизм; *2* — штуцер статического давления; *3* — труба пучка; *4* — прозрачная стенка; *5* — стенка канала

Окна из органического стекла позволяли наблюдать за процессом обтекания. Экспериментальную трубу можно было установить в любом ряду пучка. Для отбора статических давлений перед и за пучком в стенках канала были просверлены отверстия диаметром 0,3 мм.

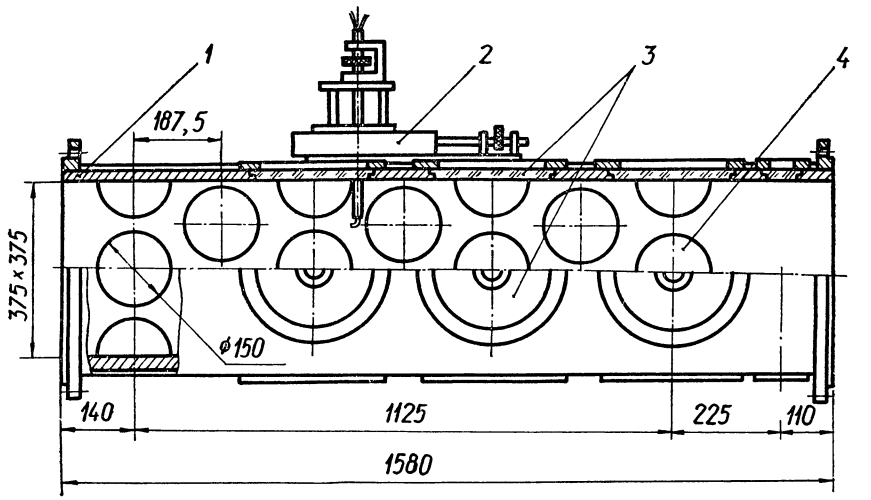


Рис. 2.6. Схема экспериментального участка для исследований обтекания труб пучка: *1* — канал; *2* — координатный механизм передвижения датчика; *3* — окна; *4* — трубы

Схема экспериментального канала для исследования местных гидродинамических характеристик труб большого диаметра представлена на рис 2.6. Экспериментальный пучок изготовлялся из труб диаметром от 16 до 160 мм. Исследуемая труба устанавливалась в первом, третьем и пятом рядах пучка. Конструкция канала позволяла вести визуальное наблюдение за течением и фотографировать его, поскольку применялись прозрачные трубы с мощными источниками света внутри.

Исследование вибраций труб при поперечном обтекании проводилось в экспериментальном участке (рис. 2.7) сечением 300×129 мм и длиной 800 мм. Жесткие трубы устанавливались на упругих опорах в вертикальном положении. Длина труб составляла 298 мм, диаметр — 16 мм, а длина каждой опоры — 200 мм. Опоры имели вид трубок с соответствующими концами для крепления к экспериментальным трубам и к трубной доске. Применялись опоры из стали, дюралюминия и других материалов. Изменение материала опор или их диаметра позволяет получать собственные частоты колебаний труб от 19 до 100 Гц.

Обтекание и вибрации наклонных труб пучков исследовались в экспериментальном участке прямоугольного сечения 300×129 мм. Путем

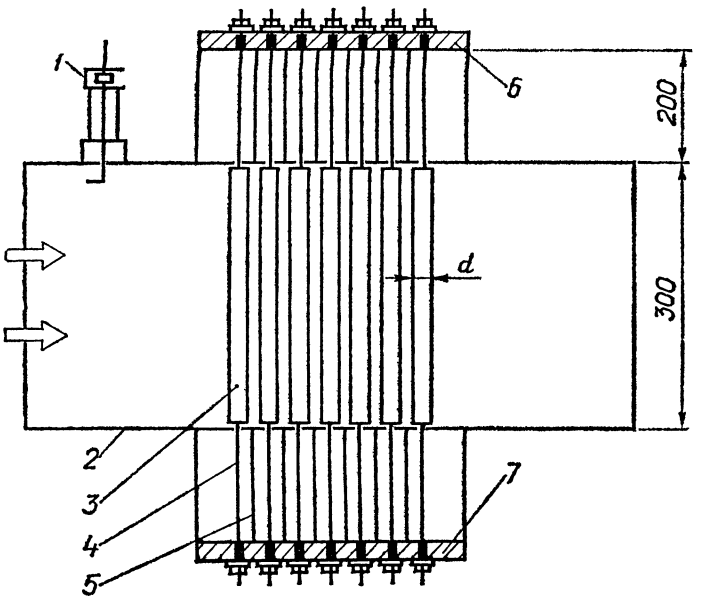


Рис. 2.7. Схема экспериментального участка для исследования вибраций и обтекания поперечно обтекаемых пучков труб: *1* — трубка Пито—Прандтля с координатным механизмом; *2* — экспериментальный участок; *3* — жесткая труба; *4* — упругая опора; *5* — перегородка камеры опор; *6, 7* — верхняя и нижняя трубные доски

вариации трубных досок и их установки в тех или иных окнах стенок участка угол наклона труб к направлению потока можно было изменять от 25 до 90°. Конструкция экспериментальных труб, способ их установки и диаметр были такими же, как и в случае поперечного обтекания. С уменьшением угла наклона длина труб увеличивалась от 298 до 648 мм.

Прямоугольные профили скорости были получены путем установки перед экспериментальным участком лемнискатных конфузоров (см. рис. 2.2—2.4). Измерение профиля скорости потока по высоте и ширине экспериментального канала проводилось трубкой Пито—Прандтля, установленной в координатном механизме. В случае наклонных пучков труб профили скорости на одинаковом расстоянии от пучка измерялись трубками Пито—Прандтля, установленными на одной из труб пучка, которая передвигалась вдоль продольной оси трубы.

Исследуемые пучки поперечно обтекаемых и наклонных труб в основном состояли из семи—десяти поперечных рядов. При моделировании безграничных пучков труб в поперечном ряду устанавливалось не менее чем по три круглых трубы и две полутрубы. Количество труб в поперечном ряду определялось величиной относительных шагов: чем

меньше был относительный шаг пучка, тем больше устанавливалось труб.

Трубы с упругими опорами (рис. 2.8) закреплялись в экспериментальном участке с помощью трубных досок. На верхней доске крепление труб было консольным, по способу жесткой заделки, а на нижней доске — таким, что трубы могли перемещаться в аксиальном направлении, не перемещаясь при этом в перпендикулярном направлении. Во избежание утечек жидкости через отверстия, в которые вставлены упругие опоры, устанавливались сплошные перегородки, разделяющие поперечные ряды упругих опор. В трубных досках для уплотнения применялись резиновые кольца.

При исследовании вибраций трубы могли колебаться в основном за счет прогиба упругих опор. Прогиб трубы при самых жестких опорах не превышал 20% от общего прогиба трубы на упругих опорах, а при самых гибких опорах — 1%. Трубы колебались в основном по первой форме (рис. 2.1), но возможны были колебания и по второй.

В современных теплообменниках широко используются пучки с радиально расположенными трубами. Исследование вибраций поперечно обтекаемых радиальных шахматных и коридорных пучков труб, возбуждаемых потоком, проводилось на экспериментальном участке, представляющем собой сектор двух соосных цилиндров с углом раствора $\varphi = 70°12'$. Трубы в поперечных рядах всех пучков располагались с постоянным углом раствора $\varphi = 11°42'$. Экспериментальный участок устанавливался в корпус, к верхней части которого прикреплялись верхние трубные доски со вставленными в них концами упругих опор. Трубы в экспериментальном участке устанавливались без аксиального натяжения.

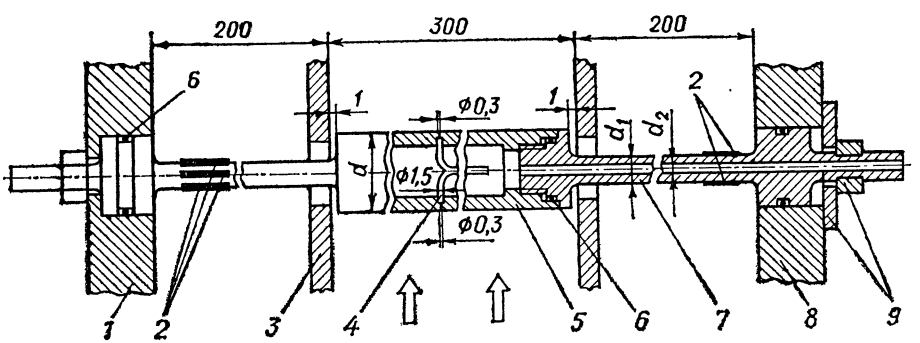


Рис. 2.8. Принципиальная схема установки труб пучка на упругих опорах в экспериментальный участок при исследовании вибраций: *1* — верхняя трубная доска; *2* — тензодатчики; *3* — стенка экспериментального участка; *4* — вывод от отверстий измерения давления; *5* — жесткая труба; *6* — уплотнительное резиновое кольцо; *7* — упругая опора; *8* — нижняя трубная доска; *9* — шайба с гайкой

Экспериментальные трубы были изготовлены из нержавеющей стали и имели наружный диаметр 42 мм, толщину стенок 6 мм и длину 375 мм. Конструкция экспериментальных труб и их крепление фактически были такими же, как и у вышеописанных пучков труб. Применялись упругие опоры с разным наружным диаметром, что позволило изменять их собственную частоту колебаний. Жесткость экспериментальных труб была значительно больше жесткости упругих опор. Поэтому можно с точностью до 0,5% принять, что эти трубы являются абсолютно жесткими по сравнению с упругими опорами. Профили скорости набегающего потока перед пучком как по высоте, так и по ширине были равномерны и имели прямоугольное сечение, что достигалось применением лемнискатного конфузора.

2.4. Определение гидродинамических характеристик и вибраций

Методы измерения гидродинамических характеристик и вибрации, возбуждаемых потоком, применяемые при моделировании теплоэнергетических устройств, подробно описаны в работах [81—87] и др. Рассмотрим некоторые из методов измерения, освоенных нами и применяемых для изучения вышепоставленных задач.

К основным гидродинамическим характеристикам потока, измеряемым при экспериментальном моделировании элементов теплообменников, относятся средняя скорость, ее пульсационные составляющие, их корреляционные моменты и распределение давления. Кроме того, измеряются поверхностное трение и сопротивление элементов, действующие на них стационарные и пульсационные силы, а также вибраций, возбуждаемые потоком.

Прозрачная труба, внутри которой находился сильный источник света, позволяла визуально наблюдать за потоками жидкостей. С целью проведения фотосъемок потока на разных расстояниях от стенки канала прозрачная часть трубы покрывалась тонким слоем черной краски, в результате чего можно было осветить поток на желаемом расстоянии от стенки канала.

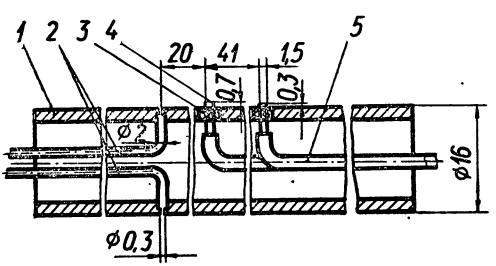


Рис. 2.9. Схема трубы для измерения распределения местной скорости, ее пульсаций и статических давлений по периметру трубы: *1* — жесткая труба; *2* — выводы от отверстий измерения давления; *3* — текстолитовая втулка; *4* — нитка термоанемометра толщиной 5 мкм; *5* — кабели от термоанемометра

Профили скорости в межтрубном пространстве измерялись датчиком с нитью, закрепленной на гладкой и шероховатой поверхностях трубы диаметром 150 мм. С помощью специального устройства датчик с ценой деления 0,01 мм можно передвигать на расстояние y от поверхности трубы, равное половине расстояния между трубами. Путем поворота экспериментальной трубы на каждые 10° и выдвижения микрометрическим винтом датчика с нитью измерялся профиль скоростей в межтрубном пространстве как функция угла и расстояния, т.е.

$$u=f(\varphi,\ y) \text{ и } v=f(\varphi,\ y).$$

Для исследования частоты отрыва вихрей, распределения местной скорости и их пульсаций вблизи поверхности малогабаритных труб (d=16—50 мм) в потоках воздуха применялись специальные трубы (рис. 2.9). При помощи этих труб измерялась скорость потока и определялось распределение статических давлений. Результаты расчета

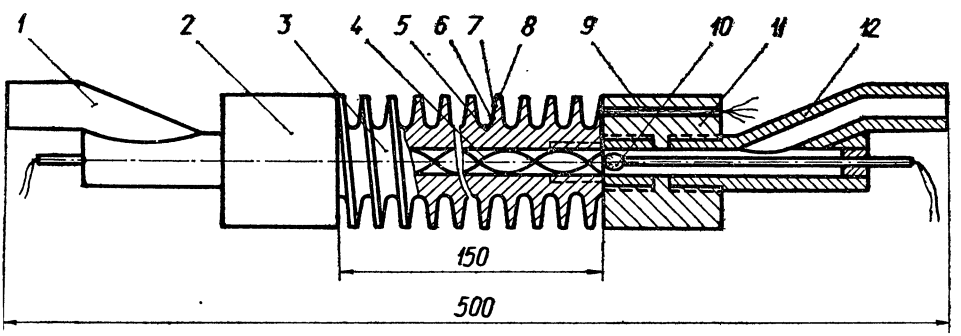


Рис. 2.10. Схема оребренной трубы для исследования обтекания в неизотермических условиях: *1* — подвод воды; *2*, *11* — текстолитовые наконечники; *3* — оребренная труба; *4* — спираль; *5—8* термопары; *9* — отверстие для вывода термопары; *10* — дифференциальная термопара; *12* — отвод воды

местной скорости по распределению давления хорошо совпадают с данными измерения термоанемометром. Расхождение результатов находится в пределах погрешности. Измерения местных скоростей однониточными и двухниточными датчиками дают возможность определить стационарные и нестационарные процессы обтекания труб.

Исследования проводились как в изотермических, так и в неизотермических условиях. Поэтому изготовлялись трубы для водяного калориметрирования (рис. 2.10). В выфрезерованных на поверхности медной трубы (гладкой, шероховатой или оребренной) пазах шириной 0,3 и глубиной 0,5—0,8 мм заделывались термопары для контроля за тем-

пературой поверхности с целью определения средней температуры стенки трубы $\bar{t}_w$, которая в дальнейшем использовалась для учета изменения физических свойств жидкости в неизотермических условиях. Труба монтировалась в текстолитовых втулках так, чтобы металлическая ее часть соответствовала ширине канала и обтекалась жидкостью.

Для нагревания или охлаждения калориметрических труб использовалась система водяного калориметрирования, которая обеспечивала стабильное питание калориметров жидкостью.

Для измерения скорости и давления применялся пневматический метод, одной из практических реализаций которого являются трубки Пито—Прандтля. При измерении профилей средней скорости в пограничном слое трубка полного напора сплющивалась до минимального размера по вертикали, равного приблизительно 0,1 мм, а трубка статического давления располагалась выше трубки полного напора.

Средняя скорость в заданной точке определялась по измеренному динамическому напору из выражения

$$u = \xi \sqrt{2\Delta p/\rho}, \tag{2.28}$$

где ξ — поправочный коэффициент, близкий к единице и определяемый во время предварительной тарировки путем сопоставления показаний тарируемой и эталонной трубок. При измерениях в непосредственной близости от стенки в расчет вводилась зависимость поправочного коэффициента ξ от расстояния трубки до стенки.

Распределение давления по поверхности измерялось напорным датчиком, установленным в центральной части трубы.

Для отбора давления использовалось отверстие диаметром 0,3 мм на поверхности трубы, а для получения достоверных результатов в области низких Re в случае жидкости большой вязкости (авиационного масла) — щель шириной 0,6—0,8 мм и длиной до 4 мм по образующей трубы.

При определении распределения давления по периметру трубы последняя поворачивалась вокруг оси через каждые 5—10°, а результаты измерений для труб одиночных поперечных рядов и пучков подсчитывались в виде безразмерного коэффициента

$$\bar{p} = 1 - \frac{\Delta p}{\frac{1}{2}\rho \bar{u}^2}, \tag{2.29}$$

где Δp — перепад статических давлений; $\bar{u}$ — средняя скорость потока в узком сечении пучка.

Для определения средней скорости и ее пульсационных составляющих в практике аэродинамических лабораторий широко используется термоанемометрический способ диагностики потоков, основанный на

измерении количества тепла, отводимого от нагретого чувствительного элемента.

Условие теплового равновесия чувствительного элемента, расположенного перпендикулярно вектору средней скорости, т.е. равенство между количеством тепла, отданного чувствительным элементом окружающей среде, и потребляемой мощностью обычно выражается зависимостью

$$\frac{R}{R-R_0} I^2 = A_1 + B_1 u^n, \tag{2.30}$$

линейность которой в небольшом интервале скоростей хорошо подтверждается опытом. В уравнении (2.30) величины R и R_0 — сопротивления нагретого и холодного датчика соответственно; I — сила электрического тока. Постоянные A_1 и B_1, а также показатель степени n определяются при предварительной тарировке датчика.

Электрические схемы термоанемометров составлены так, чтобы одна из переменных R и I в левой части уравнения оставалась постоянной, а другая менялась в зависимости от изменения скорости u. Для термоанемометра постоянной температуры, т.е. в случае постоянного электрического сопротивления датчика

$$E^2 = A + Bu^n = E_0^2 + Bu^n \tag{2.31}$$

или

$$E^2 - E_0^2 = Bu^n, \tag{2.32}$$

где E и E_0 — выходные напряжения термоанемометра при скорости потока u и при $u=0$ соответственно.

Если мгновенные значения скорости и напряжения записать в виде

$$u = \bar{u} + u' \tag{2.33}$$

и

$$E = \bar{E} + e', \tag{2.34}$$

то, подставив их в выражение (2.32), разложив правую часть в ряд, опустив пульсационные члены второго и более высоких порядков и преобразовав, получим следующее выражение, связывающее пульсации напряжения на входе термоанемометра с пульсациями продольной скорости:

$$e' = \frac{B\bar{u}^{n-1}}{2\bar{E}} nu' = S_u u', \tag{2.35}$$

где S_u — чувствительность датчика к продольным пульсациям скорости.

Поперечные пульсации скорости измерялись датчиками, чувствительные элементы которых расположены в плоскости xy под углом φ к направлению вектора средней скорости (рис. 2.11). В этом случае в зависимость (2.31) вводилась эффективная скорость $u_{эфф}$, т.е.

$$E^2 = E_0^2 + Bu_{эфф}^n, \tag{2.36}$$

где

$$u_{эфф} = uf(\varphi). \tag{2.37}$$

В многочисленных работах, в частности [81, 84, 85], предложено несколько модификаций выражения функции $f(\varphi)$. Поскольку охлаждение чувствительного элемента датчика определяется главным обра-

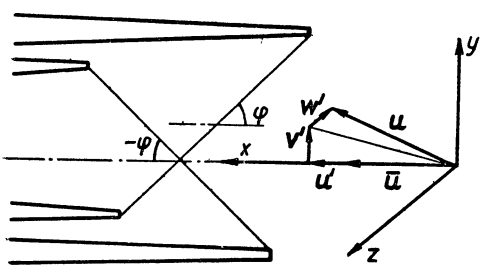


Рис. 2.11. X-образный датчик для измерения компонент скорости и ее пульсаций

зом перпендикулярной компонентной скорости $u\sin\varphi$, эти выражения отличаются только формой учета влияния продольной компоненты $u\cos\varphi$. Наиболее распространенными из них являются следующие:

$$\begin{aligned} f_1(\varphi) &= (\cos^2\varphi + k^2\sin^2\varphi)^{1/2}, \\ f_2(\varphi) &= \cos^m\varphi, \\ f_3(\varphi) &= [1 - b(1 - \cos^{1/2}\varphi)]^2, \text{ где } k,\ m,\ b = f(\varphi,\ u,\ \ldots). \end{aligned} \tag{2.38}$$

Учет только перпендикулярной результирующей компоненты скорости, т.е. допущения, что

$$u_{эфф} = \{[(\bar{u} + u')\sin\varphi + v'\cos\varphi]^2 + w'^2\}^{1/2}, \tag{2.39}$$

приводит к выражению, связывающему пульсации напряжения на выходе термоанемометра с продольной и поперечной компонентами пульсаций скорости:

$$e_1' = \frac{B}{2\bar{E}} \frac{(\bar{u}\sin\varphi)^n}{\bar{u}} nu' + \frac{B}{2\bar{E}} \frac{(\bar{u}\sin\varphi)^n}{\bar{u}} nv'\operatorname{ctg}\varphi \tag{2.40}$$

или

$$e_2' = S_{u\varphi} \cdot u' - S_{v\varphi} \cdot v', \tag{2.41}$$

где $S_{u\varphi}$ и $S_{v\varphi}$ — чувствительность датчика к продольной и поперечной составляющим пульсаций скорости соответственно.

Так как для датчика, расположенного под углом φ к потоку,

$$e_2' = S_{u\varphi} u' - S_{v\varphi} v', \tag{2.42}$$

то полученные из уравнений (2.41) и (2.42) при условии идентичности датчиков выражения

$$\overline{(e_1' + e_2')^2} = 4S_{u\varphi}^2 \overline{u'^2}, \tag{2.43}$$

$$\overline{(e_1' - e_2')^2} = 4S_{v\varphi}^2 \overline{v'^2}, \tag{2.44}$$

$$\overline{e_1'^2} - \overline{e_2'^2} = 4S_{u\varphi} S_{v\varphi} \overline{u'v'} \tag{2.45}$$

указывают на принципиальную возможность измерения X-образным датчиком как поперечной составляющей v', так и корреляционного момента $\overline{u'v'}$.

С учетом компоненты $u\cos\varphi$ получаются более громоздкие выражения связи между пульсациями скорости и напряжения. Так, в работе [85] при использовании выражений (2.38) получено уравнение

$$\overline{e_2'^2} - \overline{e_2'^2} = E_*^2 mn \operatorname{tg}\varphi \overline{u'v'}. \tag{2.46}$$

Здесь $E_* = (\overline{E_\varphi^2} - \overline{E_0^2})/\bar{E}_\varphi \bar{u}$, где $\bar{E}_\varphi$ — усредненное значение сигнала наклонной нити при скорости $\bar{u}$, $\bar{E}_0$ — то же при нулевой скорости потока, $\cos^m\varphi = (\bar{E}_\varphi^2 - \bar{E}_0^2)/(\overline{E^2} - \overline{E_0^2})$, $\bar{E}$ — усредненное значение сигнала прямой нити.

Поскольку изготовление идентичных датчиков сопряжено с определенными трудностями, для измерения вектора средней скорости и пульсационных его составляющих используются поворачиваемые однониточные датчики с наклонной нитью. Так, для датчика, расположенного в плоскости xy [84],

$$\left(\frac{2\bar{E}}{\overline{E^2} - \overline{E_0^2}}\right)^2 \overline{e'^2} = \frac{n}{\bar{u}^2} (K_{11}\overline{u'^2} + K_{12}\overline{u'v'} + K_{13}\overline{u'w'} +$$

$$K_{22}\overline{v'^2} + K_{23}\overline{v'w'} + K_{33}\overline{w'^2}), \tag{2.47}$$

где коэффициенты K_{ij} являются функциями средней скорости, ее пульсационных составляющих, углов наклона и поворота нити, а также зависят от формы учета компоненты скорости, параллельной датчику.

Аналогичные выражения для шести углов поворота датчика образуют систему уравнений, позволяющую рассчитать неизвестные величины $\overline{u'^2}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{w'^2}$, $\overline{u'v'}$, $\overline{u'w'}$ и $\overline{v'w'}$.

В лабораториях ИФТПЭ АН ЛитССР для диагностики потоков различных жидкостей и газов успешно применяется термоанемометрическая аппаратура фирмы «ДИСА-Электроник» (Дания) с различными датчиками как собственного, так и зарубежного производства. Для потоков газов используются датчики нагретой нити, чувствительным элементом которых является различно ориентированная платинированная вольфрамовая проволока диаметром 1—9 мкм и длиной 0,4—2,2 мм. Чувствительный элемент пленочных датчиков, применяемых в основном для измерений в потоках жидкостей, представляет собой никелевую пленку, нанесенную на клиновидную стеклянную подложку и покрытую изоляционным слоем кварца толщиной 2 мкм. В фибропленочных датчиках в качестве подложки используется кварцевая нить диаметром 0,1 мм.

Тарировка датчиков проводилась в экспериментальном участке, а при исследованиях в потоках вязких жидкостей — в тарировочной трубе при известной скорости потока.

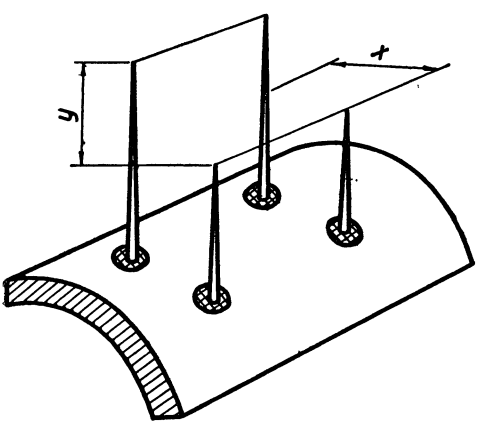


Рис. 2.12. Элемент трубы с датчиками для определения направления течения потока

Место изменения направления течения определялось при помощи фотосъемки, а также разработанным для этой цели методом определения изменения направления потока жидкости. На разных расстояниях от стенки трубы монтировались пары датчиков (рис. 2.12), изготовленных из платинированной вольфрамовой нити диаметром 5 мкм. Второй датчик находился в следе первого на расстояниях x и y. Датчики подключались к двум анемометрам, сигналы от которых записывались на магнитную ленту. В прямом направлении ко второму датчику поток

поступал с некоторой задержкой времени $\Delta\tau$. При изменении же направления течения с такой же задержкой поток поступал к первому датчику. При анализе сигналов на ЭВМ был получен взаимный энергетический спектр. По фазочастотной характеристике спектра определялось направление потока. Таким образом, в рециркуляционных зонах на разных расстояниях от поверхности трубы, которую можно было поворачивать относительно ее продольной оси, определялось место изменения направления потока.

Наиболее перспективными являются бесконтактные оптические методы измерения гидродинамических характеристик потоков. Основным преимуществом этих методов по сравнению с термоанемометрическими является возможность измерения в высокотурбулизированных, агрессивных и электропроводящих средах без внесения возмущений в поток. Кроме того, оптические методы дают возможность определять скорость непосредственно вблизи стенки.

Использованный в ИФТПЭ АН ЛитССР оптический метод основан на фотографировании с помощью микроскопа мельчайших частиц, находящихся в жидкости, при интенсивном освещении. Под микроскопом мелкие частицы становятся заметными только на черном фоне. С помощью конденсатора и системы линз световой пучок от электрической дуги преобразуется в пучок параллельных лучей, который фокусируется в одну точку. С целью облегчения наблюдения в жидкость вводятся частицы шамотной глины или специально обработанной алюминиевой пудры, величина которых около 5 мкм. Фотографирование и наблюдение за ними ведется через микроскоп, оптическая ось которого перпендикулярна световому пучку и стенке канала. Поле зрения микроскопа составляет 0,96 мм, глубина изображаемого пространства — 0,07 мм, а увеличение — в 120 раз. Скорость потока определяется по диаметру поля зрения микроскопа и времени, при котором частица проходит это поле. Время устанавливается по фотографии, на которой зафиксирована движущаяся частица при известной частоте мигающего освещения, получаемого при пропускании пучка света через перфорированный диск, обороты которого регулируются изменением напряжения двигателя постоянного тока и измеряются счетчиком. Таким методом наблюдаются и фотографируются частицы, находящиеся на расстоянии 0,026 мм от стенки канала. Измеренный профиль скорости у стенки ($y=0$—1 мм) хорошо согласуется с теоретическими зависимостями, которые получены при граничном условии равенства нулю скорости частиц жидкости, находящихся на стенке.

В настоящее время при исследовании течения вместо обычных источников света применяются лазеры и соответствующая регистрирующая аппаратура. Основным методом лазерной анемометрии является допплеровский метод измерения местной скорости потока. Оптический

допплеровский измеритель скорости (ОДИС) работает на основе измерения сдвига частоты лазерного света, рассеиваемого движущимися частицами. Сдвиг частоты, обусловленный эффектом Допплера, зависит от длины волны света, геометрии лучей и скорости рассеивающих частиц, присутствующих в потоке в виде загрязнений или вводимых специально. При этом размеры частиц выбираются такими, чтобы они точнее следовали по траектории движения жидкости.

Для измерения допплеровского сдвига частоты обычно применяются два способа: 1) в измерительном объеме пересекаются два луча и детектируется рассеянный в нем свет, 2) на диафрагме фотодетектора смешиваются рассеянный и опорный лучи. Первый метод имеет ряд преимуществ, поэтому получил более широкое применение.

Методы электронной обработки допплеровского сигнала выбираются в зависимости от концентрации рассеивающих частиц. Если в аэродинамических экспериментах можно реализовать одночастичный режим, то измеряется допплеровская частота отдельных частиц, проходящих через измерительный объем. В потоках с большими концентрациями примесей наиболее точные результаты дают методы непрерывного измерения допплеровской частоты.

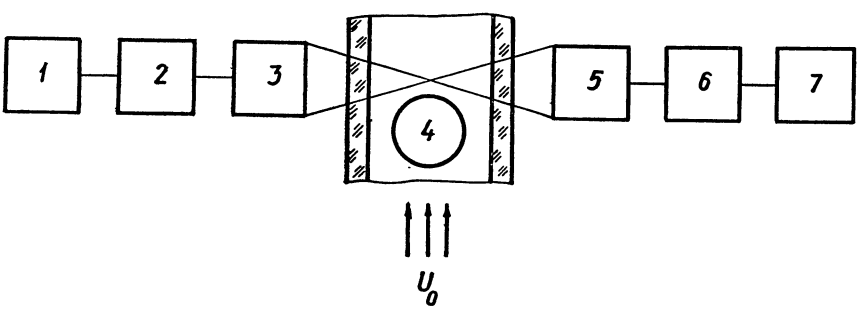


Рис. 2.13. Схема оптического допплеровского измерения скорости (ОДИС) для измерения компонент пульсаций скорости

Схема ОДИС с автоматическим измерением допплеровской частоты, применяемая в ИФТПЭ АН ЛитССР для измерения гидродинамических характеристик в потоках воды, представлена на рис. 2.13.

Свет от гелиево-неонового лазера *1* через акустооптический модулятор частоты *2* направляется в расщепитель *3*, фокусирующий и направляющий в исследуемый объект *4* лучи нулевого и первых дифракционных максимумов. Ориентация лучей подобрана таким образом, чтобы они лежали в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Это позволяет одновременно измерять продольную и поперечную компо-

ненты скорости. Рассеянный свет собирается объективами *5* и поступает на диафрагмы фотоумножителей *6*, откуда детектированный допплеровский сигнал следует в систему автоматического слежения частоты *7*. Измерение средних значений вектора скорости осуществляется частотомерами, а пульсационных составляющих — вольтметрами эффективного значения.

В настоящее время существует много методов определения поверхностного трения, которые можно разделить на две группы. К первой группе относятся методы непосредственного определения поверхностной силы, действующей на элемент поверхности, или прямые методы, а ко второй — косвенные методы, согласно которым величина трения определяется по результатам каких-либо других величин, однозначной функцией которых она является.

Поскольку размеры исследуемых элементов, а также наличие продольного перепада давлений не позволяют применять прямые методы измерения поверхностной силы трения, использовались только косвенные методы, т.е. поверхностное трение определялось по измеренным профилям скорости и по перепаду на планке-выступе, причем последний метод применялся только для необогреваемых труб.

Полное гидравлическое сопротивление пучков труб определялось по разности статических давлений в канале перед пучком труб и за ним, измеряемой жидкостным дифференциальным манометром по зависимости

$$\Delta p = (\rho_h - \rho')\, h, \qquad (2.48)$$

где ρ_h — плотность рабочей жидкости в манометре; ρ' — плотность жидкости, находящейся в манометре над рабочей жидкостью; h — разность высот столбов рабочей жидкости.

Наиболее точными являются тензометрические и пьезоэлектрические методы измерения вибраций трубных систем теплообменников. Применяемые при этом датчики должны быть надежно защищены от влаги и не нарушать характера обтекания труб. Пьезоэлектрические датчики помещались внутри трубы, которая закрывалась во избежание попадания жидкости. Тензодатчики наклеивались на упругие опоры и аккуратно покрывались тонким слоем влагоустойчивого клея, эпоксидной смолы, воска, парафина или резиновой пленкой.

Преимущества тензометрических измерений перед другими способами заключается в том, что тензодатчики имеют малый вес, пригодны для статических и динамических исследований, не ограничены нижней предельной частотой процесса. В проводимых измерениях применялись стандартные проволочные и фольговые тензодатчики отечественного и зарубежного производств.

Тензодатчики характеризуются коэффициентом чувствительности

$$k=\frac{\Delta R}{R}\frac{1}{\varepsilon}, \tag{2.49}$$

где R, ΔR — сопротивление и изменение сопротивления активного тензодатчика соответственно; ε — относительная деформация.

Связь между относительной деформацией и напряжением в материале исследуемой трубы в области линейных деформаций выражается формулой

$$\sigma=E\varepsilon, \tag{2.50}$$

где E — модуль упругости материала.

Чувствительность стандартных тензодатчиков указывается поставщиком. Используя формулы (2.49) и (2.50), можно определить напряжение в материале, а по нему вычислить перемещение.

В основе работы тензоаппаратуры лежит принцип мостовой схемы. Существуют различные способы подключения тензодатчиков к этой схеме. В данных исследованиях применялась полумостовая схема подключения тензодатчиков к усилительной аппаратуре. Тензодатчики наклеивались так, чтобы можно было измерить вибрации в двух перпендикулярных направлениях. Для измерения вибраций в одном из направлений (рис. 2.14,*а*) применялись два активных тензодатчика, на-

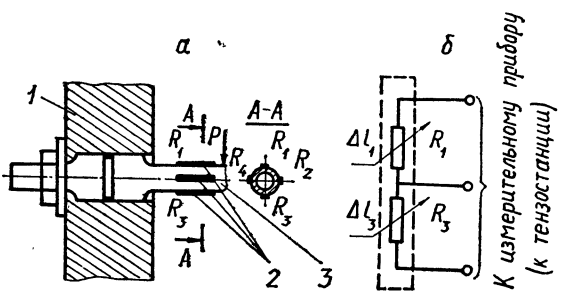


Рис. 2.14. Схема монтажа *(а)* и подсоединения тензодатчиков *(б)*: *1* — верхняя трубная доска; *2* — проволочные тензодатчики; *3* — упругая опора

клеенных сверху и снизу упругой опоры и соединенных в полумостовую схему, как показано на рис. 2.14,*б*. Под действием сил p на упругую опору *3* сопротивление R_1, R_3 тензодатчиков изменяется. Первый тензодатчик подвергается растяжению, а второй — сжатию. Оба тензодатчика включены в противоположные плечи моста, и их сопротивление изменяется противоположно, т.е. с увеличением одного уменьшается другое. Получается максимальная разбалансировка моста, которая при соответствующей тарировке дает искомую виброхарак-

теристику или величину силы, действующей на упругую опору. Для измерений вибраций в другом направлении использовались тензодатчики с сопротивлениями R_2 и R_4.

Такой способ соединения тензодатчиков позволяет измерять избыточную силу или перемещение трубы, а также компенсировать показания тензодатчиков вследствие температурной погрешности, возникающей из-за различия в температурах измеряемой трубы и окружающей среды, в которую помещен компенсационный датчик. Достоверные данные измерений получаются только при условии строгого соблюдения технологии наклейки тензодатчиков [86, 87].

Чувствительность при тензометрических измерениях определяется числом активных тензодатчиков. Так, при двух активных тензодатчиках чувствительность в два раза больше, чем при одном. Для измерения вибраций применяются тензоусилители, питаемые переменным и постоянным токами. При работе тензостанции на переменном токе для измерений аналоговой аппаратурой надо использовать фильтры для исключения помех при показаниях тензодатчиков и фильтровки несущей

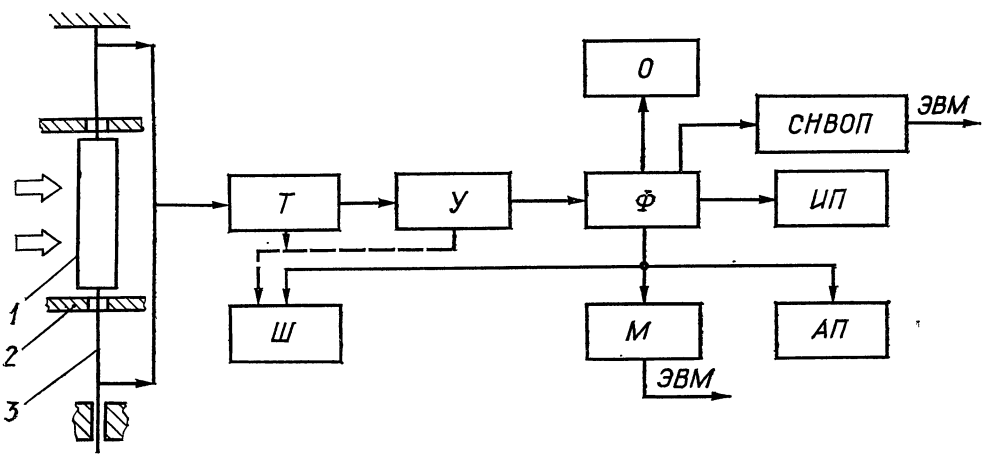


Рис. 2.15. Структурная схема тензоизмерений: *1* — труба пучка; *2* — стенка канала; *3* — упругая опора; *Т* — тензостанция; *У* — усилитель; *Ф* — фильтр; *О* — осциллоскоп; *М* — магнитограф; ИП — измерительные приборы; СНВОП — система непосредственного ввода в оперативную память ЭВМ; АП — анализирующая аппаратура; Ш — шлейфовый осциллограф

частоты тензостанции. Тензоусилители постоянного тока не требуют фазовой балансировки и последующего выпрямления, но они имеют меньший коэффициент усиления, чем станции переменного тока.

Как видно из структурной схемы (рис. 2.15), все измерения и анализ на ЭВМ проводились после фильтровки помех несущей частоты тензо-

усилителя. Исключение составляли записи магнитографом и шлейфовым осциллографом, в котором гальванометры сами по себе являются фильтрами высокой частоты.

Анализ полученных данных проводился на ЭВМ, а также с помощью вычислительной аппаратуры, предназначенной для анализа вибраций. Сигналы от тензодатчиков записывались на фотобумагу при помощи двенадцатиканального осциллографа, а также на магнитную ленту ЭВМ, или при помощи семиканального магнитографа «Лирекс-ТР 86» (Дания). При исследовании виброактивности труб применялась усилительная и аналоговая аппаратура фирмы «ДИСА-Электроник» (Дания).

Измерения с помощью пьезоэлектрических датчиков по своей специфике более просты, чем измерения в случае тензодатчиков, однако они требуют аккуратной тарировки и более сложной аппаратуры. Основная трудность пьезоэлектрических измерений заключается в том, что отечественная и зарубежная промышленности серийно не выпускают малогабаритных низкочастотных высокочувствительных пьезоэлектрических датчиков. Поэтому для измерения вибраций трубных систем теплообменников пришлось разработать специальный пьезоэлектрический датчик. Его конструкция, как и технология изготовления, сложна из-за возникновения различных электрических помех и шумов.

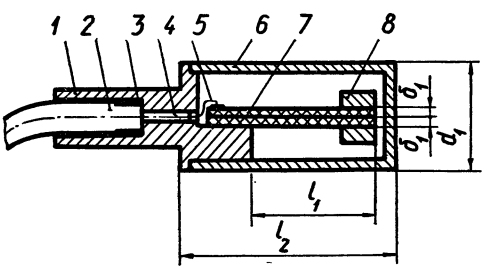


Рис. 2.16. Конструкция низкочастотного пьезоэлектрического датчика: *1* — корпус; *2* — кабель; *3* — крепление экрана кабеля электропроводным клеем; *4* — изоляция внутренней жилы кабеля; *5* — внутренняя жила кабеля; *6* — крышка датчика; *7* — пьезокерамика; *8* — инерционная масса

Конструкция низкочастотного высокочувствительного пьезоэлектрического датчика показана на рис. 2.16. Рабочим органом пьезоэлектрического датчика является чувствительный пьезоэлектрический элемент, склеенный из двух пьезокерамических пластин и консольно прикрепленный к корпусу датчика. К другому его концу приклеена инерционная масса. Биморфная консоль, изготовленная из двух пьезоэлектрических пластин, служит как бы пружиной. При вибрации консоль изгибается и с пьезоэлектрических пластин кабелем снимается электрический сигнал.

Под действием внешних механических усилий на гранях образца из пьезокерамики возникает электрический заряд (прямой пьезоэффект), а под влиянием внешнего электрического поля происходит деформация образца (обратный пьезоэффект). При вибрации масса, находящаяся на конце консоли, нагружает пьезоэлектрический датчик, вследствие чего возникает прямой пьезоэффект. Для тарировки пьезодатчиков применяются вибростенды с точно известными виброускорениями. Пьезоэлектрический датчик показывает виброускорение, а для определения перемещения необходимо использовать интеграторы. После первого интегрирования получается виброскорость, а после второго — перемещение.

Для измерения вибраций труб в двух перпендикулярных направлениях внутри трубы жестко закреплялись два пьезоэлектрических датчика, после чего производилась проверка их чувствительности при снятии частотной характеристики. Таким образом определялся рабочий диапазон датчика с постоянной чувствительностью. В данных измерениях применялись пьезодатчики с постоянной чувствительностью в диапазоне от 20 до 1500 Гц. Нижний предел измеряемой частоты определялся по частотной характеристике, а верхний — принимался равным 1/5 резонансной частоты датчика. При этом погрешность измерения не превышала 5%.

К пьезоэлектрическим датчикам предъявляются особые требования, так как их внутреннее сопротивление составляет около 1000—20 000 МОм. Схемы измерений пьезоэлектрическими и тензометрическими датчиками несколько различаются между собой. Сигнал от пьезоэлектрического датчика усиливается предусилителем, затем усилителем напряжения, после чего детектируется и измеряется магнитоэлектрическим прибором. Эта схема дополняется анализатором частот, самописцем, электронным осциллографом и другой аппаратурой. Включение предусилителя в измерительную цепь необходимо из-за снижения высокого выходного импеданса пьезодатчика и для усиления его относительно слабого выходного сигнала. Емкостный входной импеданс пьезоэлектрического датчика — величина очень большая, и соответствующий ему предусилитель должен обладать высоким выходным импедансом. Предусилители конструируются либо как предусилители напряжения, либо как предусилители заряда. Выходной сигнал предусилителя напряжения прямо пропорционален входному напряжению, а предусилителя заряда — входному заряду.

В данных измерениях пьезоэлектрическими датчиками применялась аппаратура фирмы «Брюль и Къер» (Дания) и «*RFT*» (ГДР).

2.5. Анализ нестационарных процессов

Течение жидкости в пучках и вблизи поверхности труб, а также возбуждаемые потоком вибрации труб определяются стационарными и случайными процессами. Цель теоретических исследований и практических измерений вероятных характеристик случайных процессов — выяснить физическую модель анализируемого процесса. Для этого используются статистические величины, которые дополняются предположениями. В настоящей работе при анализе случайных процессов широко использовался алгоритм быстрого преобразования Фурье, который резко сокращает время расчета и широко применяется в технике вычислений на ЭВМ.

Для спектрального анализа использовался быстродействующий анализатор спектров, который при помощи двух линий был непосредственно подключен к экспериментальным стендам. Сигналы нестационарных процессов записывались семиканальным магнитографом или при помощи четырех линий на магнитные ленты ЭВМ. При последующем анализе можно было рассчитать статические и другие характеристики.

Для получения спектров нестационарных процессов методом быстрого преобразования Фурье значения параметров, необходимых при вычислении спектральной плотности, т.е. шага дискретности по времени Δt, объема выборки N и длины реализации T, определялись [88] в соответствии с выбранной разрешающей способностью

$$\Delta f = 1/T \tag{2.51}$$

и максимальной частотой

$$f_{max} = 1/(2\Delta t). \tag{2.52}$$

Для получения надежных результатов оценки спектральной плотности и других статистических характеристик параметры усреднялись по отрезкам реализации. Окончательная оценка спектральной плотности

$$S_K = \frac{1}{q}\,(S_{K1} + S_{K2} + \ldots + S_{Kq}), \tag{2.53}$$

где S_{Kq} — первичная оценка спектральной плотности при частоте f_K на q-м отрезке реализации; q — число отрезков реализации.

При таком способе сглаживания оценки спектральной плотности нормированная ошибка

$$\varepsilon = \sqrt{1/q}. \tag{2.54}$$

Корреляционные функции процессов находились из спектров после обратной трансформации Фурье. В большинстве случаев спектральные плотности вычислялись по данным ста отрезков реализаций.

3 Обтекание гладкотрубных пучков

Обтекание пучков труб — один из весьма сложных, малоизученных и практически важных процессов. Его изучение дает возможность более точно определить стационарные и нестационарные гидродинамические силы, действующие на трубы, процесс теплообмена и его особенности, сопротивление пучка, возбуждаемые потоком вибрации элементов теплообменников и стержневых систем реакторов.

О характере стационарных процессов, происходящих при обтекании труб, можно судить по данным измерения распределения местных скоростей вблизи поверхности труб $u=f(y, \varphi)$ и давления $p=f(\varphi)$. Нестационарность течения появляется вследствие отрыва пограничного *слоя от поверхности трубы. Течение в следе за трубой становится пульсирующим*, а на ее поверхности происходят пульсации скорости и давления. Явления нестационарности определяются распределением пульсаций местной скорости по поверхности труб, их спектральным анализом, частотой отрыва вихрей и другими факторами.

Закономерности обтекания одиночной трубы (см. гл. 1) несколько отличаются от закономерностей обтекания труб в пучке, так как в глубине пучка поток высокотурбулизирован. Поэтому обтекание труб в пучке необходимо рассматривать совместно с изучением течения жидкости в межтрубном пространстве, которое определяется геометрией пучка.

На практике применяются различные конфигурации пучков. Наиболее распространенными являются пучки, трубы в которых расположены по вершинам равностороннего треугольника (шахматные) или квадрата (коридорные). В этих пучках с изменением значения шагов относительное проходное сечение в разных местах по периметру остается постоянным. Поэтому и обтекание труб в таких пучках имеет свои закономерности, а значит, легче определить обобщающие зависимости для расчета гидродинамических характеристик и гидродинамических сил, действующих на трубы. Для пучков с $s_1/d=\text{const}$ и $s_2/d=\text{var}$ не всегда удается получить такие зависимости. Поэтому в настоящей работе представлены графики и номограммы для расчета гидродинамических характеристик в подобных случаях.

3.1. Особенности поперечного обтекания трубы в пучке

Характер поперечно обтекаемых труб определяется градиентом давления, вязкостью жидкости и числом Рейнольдса. Одиночная труба обычно обтекается низкотурбулентным потоком с прямоугольным про-

филем скорости. Для обтекания труб в пучке характерна повышенная степень загромождения проходного сечения для жидкости. В зависимости от степени сужения потока меняется значение градиента давления по поверхности труб. В глубине пучка существует неизотропная турбулентность с дискретными вихрями, а на поверхность трубы набегает поток с неравномерным профилем скорости. Поэтому на поверхности труб меняется структура течения жидкости, а с ней — место отрыва пограничного слоя и течение в ближнем следе.

В пучках труб распределение поля скоростей в поперечном сечении может быть различным, так как меняется площадь проходного поперечного сечения. Характерной скоростью при изучении обтекания труб является скорость вне пограничного слоя, которая, как отмечалось в гл. 1, связана со среднемассовой, т.е. усредненной скоростью в узком проходном сечении пучка.

Усредненную скорость в наименьшем проходном сечении поперечного ряда труб в пучке в зависимости от относительного шага на основе постоянства дебита можно подсчитать по формуле

$$\bar{u} = U_0 \frac{a}{a-1}, \tag{3.1}$$

а усредненную скорость в любом сечении этого ряда — по формуле

$$u = U_0 \frac{a}{a-\sin\varphi}, \tag{3.2}$$

где $a = s_1/d$ — поперечный относительный шаг.

Соседние трубы в каждом поперечном ряду шахматных и коридорных пучков образуют сужения потока, которые дополнительно изменяют градиент давления dp/dx. Вследствие этого меняются распределение скорости вне пограничного слоя и характер вихревого обтекания кормовой части трубы в пучке по сравнению со случаем одиночной трубы в безграничном потоке. В пучке труб место отрыва пограничного слоя сдвигается вдоль по потоку. Этот сдвиг определяется значением поперечного шага пучка, так как с его уменьшением происходит увеличение отрицательного градиента давления в лобовой части трубы. Поэтому в лобовой части трубы устойчивость ламинарного пограничного слоя проявляется еще сильнее, чем для одиночной трубы, так как в первом случае отрицательный градиент давления больше, а отрыв смещается вниз по потоку. Согласно данным, представленным в гл. 1, это смещение определяется числом Рейнольдса. В пучках с большим относительным поперечным шагом отрыв пограничного слоя при критических Re имеет место при том же угле φ, что и в случае одиночной трубы. В тесных пучках труб место отрыва уже определяется наличием места для формирования вихрей.

При малых Re основной поток в пучке является ламинарным с круп-

номасштабными вихрями в циркуляционных зонах, влияние которых на пограничный слой в лобовой части труб, расположенных вдоль потока, ослабляется действием вязкостных сил и отрицательного градиента давления. Течение в пограничном слое является ламинарным. Кормовая часть трубы при этом обтекается циркуляционным потоком. Такое обтекание труб в пучке, имеющее место при $Re < 10^3$, можно охарактеризовать как преобладающее ламинарное обтекание.

С дальнейшим ростом Re происходит значительное изменение течения в пучке. Поток в межтрубном пространстве становится вихреобразным с повышенной турбулентностью. Изменение режима течения в пучках зависит от их конфигурации и величины относительных шагов. При сравнительно малом поперечном шаге на выходе предыдущего ряда возникают более интенсивные пульсации, которые при входе в следующий ряд под влиянием отрицательного градиента давления гаснут быстрее, чем при наличии большого шага.

В пучках с большими продольными шагами переход ламинарного течения в турбулентное в межтрубном пространстве осуществляется постепенно, с ростом Re. Сначала возрождается вихреобразное течение с большими вихрями, которое с ростом скорости получает дополнительную кинетическую энергию и переходит в течение с мелкими вихрями. В пучках с малыми продольными шагами этот процесс происходит в более узком диапазоне изменения Re: мелкие вихри возникают при $Re \approx 10^3$. В этом случае поток в межтрубном пространстве быстро переходит в турбулентное состояние.

В данном режиме течения труба находится в сложном турбулентно-вихревом потоке. И хотя лобовая часть трубы подвержена воздействию турбулентности, в ней все же развивается ламинарный пограничный слой, так как отрицательный градиент давления при обтекании лобовой части трубы вызывает ускорение потока вне пограничного слоя. Увеличивается и скорость частиц, находящихся в пограничном слое (кроме прилипших к стенке). На поверхности лобовой части трубы образуется выпуклый профиль скоростей, а толщина пограничного слоя является малой и с увеличением расстояния от критической точки изменяется незначительно. Таким образом, появляется новый режим обтекания, который можно считать смешанным, так как в лобовой части трубы существует ламинарный пограничный слой, на который действует турбулентность набегающего потока, а кормовая часть омывается интенсивным вихреобразным потоком.

Данные наших исследований и работы [38] показывают, что при $Re > 10^4$ на поверхности труб глубинных рядов пучка точка отрыва пограничного слоя начинает медленно смещаться вниз по потоку. Этот процесс продолжается примерно до $Re \approx 1{,}5 \cdot 10^5$.

При $Re > 1{,}5 \cdot 10^5$ структура следа за трубой меняется и начинает

превалировать мелкомасштабное турбулентно-вихревое течение. Вследствие этого поток в межтрубном пространстве сильно турбулизируется, возбуждая турбулентное течение в пограничном слое трубы. И лишь на некоторой части лобовой поверхности течение в пограничном слое остается ламинарным, а в общем обтекание трубы имеет преобладающий турбулентный характер. Признаком этого является резкое изменение сопротивления пучка, которое приобретает квадратичную зависимость от скорости потока. С дальнейшим увеличением Re число Эйлера фактически становится постоянным.

Как показывают результаты проведенных исследований гидродинамики и теплоотдачи, критический режим обтекания труб глубинных рядов в пучках наступает при другом значении Re, чем в случае одиночной трубы, поскольку в пучках проявляются турбулентность потока и степень загромождения потока трубой. Высокая турбулентность течения в пучках ускоряет переход к критическому режиму обтекания, а загромождение способствует переходу при бóльших Re. Установлено [4], что критический режим обтекания одиночной трубы наступает при $Re \approx 2 \cdot 10^5$, а труб, расположенных в глубинных рядах пучков, в зависимости от их конфигурации — в среднем при $Re \approx 1{,}5 \cdot 10^5$.

Картина обтекания и изменения сопротивления трубы с изменением Re по данным работ [31, 37] указывает на наличие трех характерных режимов течения жидкости в пучках, которые по значению Re можно разделить на следующие: преобладающее ламинарное обтекание — $Re < 10^3$, смешанное — $10^3 < Re < 1{,}5 \cdot 10^5$ и преобладающее турбулентное — $Re > 1{,}5 \cdot 10^5$, так как с дальнейшим увеличением Re течение мало меняется. Все эти режимы имеют место как в шахматных, так и в коридорных пучках. Однако в данном случае нельзя говорить о строго определенных диапазонах чисел Рейнольдса. С изменением конфигурации и относительных шагов пучка труб замечены отклонения от указанных значений Re. Характерно, что с уменьшением поперечного относительного шага переход от одного режима течения к другому происходит при меньших Re. На режим течения в пучках заметно влияет и изменение их продольного относительного шага.

С изменением режимов обтекания изменяются характер распределения местных скоростей и давлений по периметру труб, место отрыва вихрей от поверхности и другие гидродинамические характеристики. В связи с этим изменяются гидродинамические силы, действующие на трубы, сопротивление труб и их вибрации, возбуждаемые потоком.

Турбулентность набегающего потока влияет только на обтекание труб в первых рядах пучка. Например, при больших относительных поперечных шагах $Tu \approx 26\%$ воздействует на обтекание труб в первых трех рядах, а при малых — только на обтекание труб в первом ряду.

Пучок труб в сущности является турбулизирующей решеткой, и тур-

булентность в нем определяется значениями относительных шагов. Трубы в глубинных рядах пучков обтекаются потоком повышенной турбулентности, свойственной данной конфигурации пучка, поэтому турбулентность внешнего потока не способна изменить обтекание труб в глубинных рядах. Согласно данным работы [89] в турбулентном потоке развитое течение в пучке наступает раньше, чем в низкотурбулентном набегающем потоке.

3.2. Распределение скорости и давления по поверхности трубы в пучке

Согласно теории идеальной жидкости распределение касательной составляющей скорости за пределами пограничного слоя по поверхности труб пучка аналогично распределению в случае одиночной трубы. Эту скорость можно найти из уравнения (1.12). Результаты эксперимен-

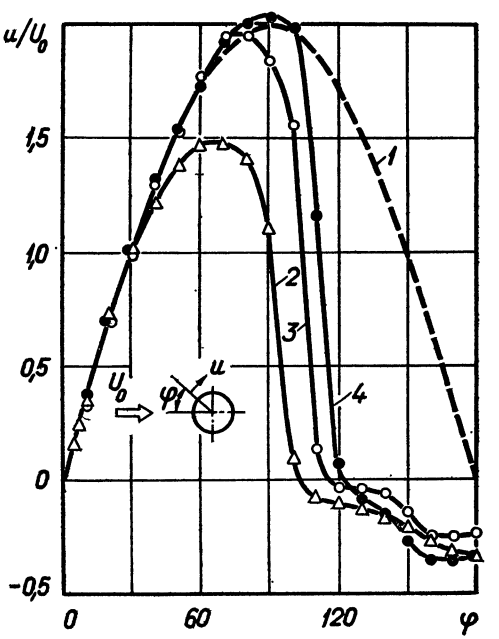


Рис. 3.1. Изменение местной скорости по периметру поперечно обтекаемых труб в потоке воздуха; *1* — потенциальное обтекание, расчет по уравнению (1.12); *2* — одиночная труба, $Re \approx 1{,}4 \cdot 10^4$, $y/d = 0{,}019$; *3, 4* — трубы в первом ряду шахматного пучка 1,61×1,38, $Re \approx 1{,}6 \cdot 10^4$, $y/d = 0{,}019$ и 0,044 соответственно

тальных измерений показывают (рис. 3.1), что обтекание труб в пучке, а значит, и распределение местной скорости по периметру значительно отличаются от данных, предсказываемых теорией идеальной жидкости.

В случае обтекания труб идеальной жидкостью значения касательной составляющей скорости (рис. 3.1, кр. *1*) в лобовой и кормовой

частях трубы одинаковы. На самом же деле на поверхности трубы в результате прилипания к ней частиц жидкости формируются пограничные слои, которые в кормовой части отрываются от поверхности. Распределение скоростей в кормовой части иное, чем в лобовой. Ввиду наличия положительного градиента давления в кормовой части трубы жидкость движется в обратном направлении, а в ближнем следе трубы существует вихревая зона.

Параметры отрыва пограничного слоя для одиночной трубы несколько иные, чем для труб пучков. Градиент давления в пучках определяется значением относительных шагов, поэтому форма профиля скорости деформируется, и точно определить место отрыва пограничного слоя можно лишь экспериментальным путем.

Из рис. 3.1 видно, что с увеличением расстояния от стенки местная скорость в лобовой части трубы изменяется только в пределах пограничного слоя, т.е. до расстояния, равного толщине пограничного слоя δ. Этого нельзя сказать о местной скорости в кормовой части трубы, где с изменением расстояния от стенки меняется значение местной скорости, так как там существует вихревая структура течения жидкости.

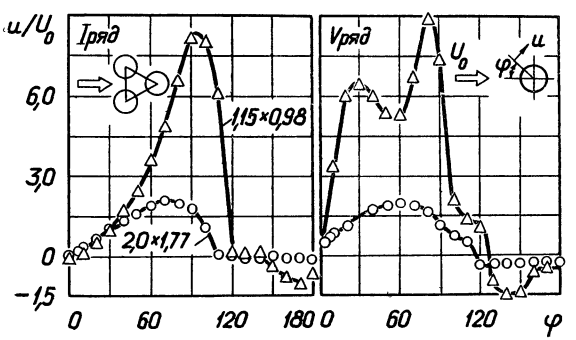


Рис. 3.2. Изменение местной скорости потока по периметру труб в первом и пятом рядах шахматного пучка с большим относительным шагом (2,0×1,77) и тесного пучка 1,15×0,98 в потоке воздуха при $Re \approx 1{,}5 \cdot 10^4$ и $y/d = 0{,}019$

Распределение скорости по поверхности труб в пучке определяется значением относительных шагов пучка (рис. 3.2), так как рядом стоящие трубы обусловливают разное сужение потока. С уменьшением относительных шагов скорость за пределами пограничного слоя увеличивается. Это же происходит и в случае одиночной трубы с увеличением степени загромождения канала трубой.

Особенностью обтекания шахматных пучков труб является то, что поток соударяется с трубой в лобовой критической точке. В межтрубном пространстве пучков в области минимального проходного сечения скорость увеличивается до максимальных значений. Характер течения в основном зависит от того, где находится минимальное проходное сечение в пучке: при $\varphi = 90°$ или при $\varphi > 90°$.

Характер обтекания шахматных пучков при больших и малых (тесные пучки) относительных шагах различен. В пучках с большими относительными шагами ($s_1/d \geqslant 1{,}61$) распределение местной скорости в первом и глубинном рядах труб мало отличается от аналогичного распределения в случае одиночной трубы (рис. 3.1 и 3.2). В тесных же пучках ($s_1/d \leqslant 1{,}15$) это различие резко увеличивается, поскольку соседние трубы деформируют распределение скорости по периметру. Замечается увеличение местной скорости в самом узком месте между двумя трубами соседних рядов в лобовой и кормовой частях. Однако во всех условиях обтекания труб замечаются закономерности градиентного течения. В лобовой части трубы происходит преобразование энергии давления в кинетическую энергию, а кормовой части трубы — обратный процесс.

Данные на рис. 3.1 и 3.2 показывают, что обтекание труб в первых и глубинных рядах пучков различно. Чем меньше относительные шаги, тем больше эти различия. Как видно из распределения местной скорости, обтекание труб в первых рядах незначительно отличается от обтекания одиночной трубы. В глубинном ряду пучка обтекание труб больше зависит от величины относительного шага, чем в первом ряду.

Термоанемометрические измерения проводятся на некотором расстоянии от стенки трубы. Измерения в критических точках соударения потока с поверхностью трубы показывают, что местная скорость не равна нулю. С удалением от стенки она увеличивается, а с приближением к ней — уменьшается. Однако при небольшом удалении от критической точки уже при $\varphi > 5°$ местная скорость (рис. 3.1), измеренная термоанемометром, хорошо согласуется с теоретическим ее значением. Поэтому в точках раздвоения струй местную скорость нужно принять равной нулю.

От точки раздвоения струй примерно до $\varphi \approx 80°$ (рис. 3.1 и 3.2) местная скорость увеличивается из-за наличия отрицательного градиента давления. В кормовой части трубы эта скорость уменьшается, так как здесь существует положительный градиент давления ($dp/dx > 0$). Вдоль по потоку местная скорость значительно падает и в рециркуляционной зоне приобретает отрицательное значение. В точке отрыва местная скорость равна нулю и меняет направление. Это было определено с помощью трубок Пито—Прандтля, установленных вблизи поверхности труб, и визуальных наблюдений при выпуске краски из маленьких отверстий или по измерениям термоанемометра с использованием двух ниток.

Данные на рис. 3.1 показывают, что с увеличением расстояния от стенки местная скорость в лобовой части трубы изменяется только в пределах пограничного слоя, т.е. до расстояния, равного толщине по-

граничного слоя δ. Аналогичные данные получены и в работах [90—93].

В кормовой части трубы поток свертывается в вихрь, поля скоростей которого меняются по глубине. Поэтому только непосредственно

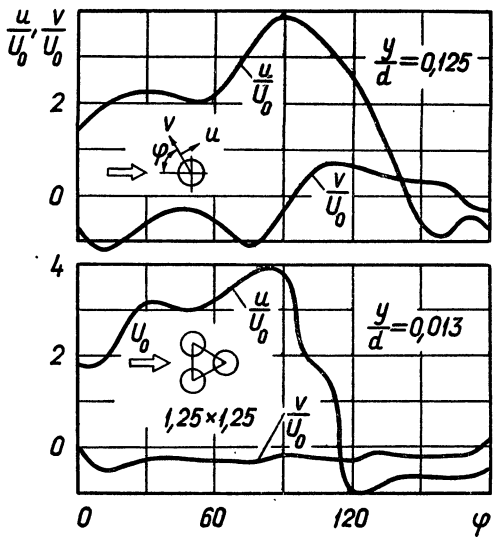


Рис. 3.3. Изменение составляющих местной скорости в потоке трансформаторного масла по периметру трубы в пятом ряду шахматного пучка на разных расстояниях от поверхности при $Re \approx \approx 1{,}3 \cdot 10^4$

вблизи стенки местная скорость не изменяется, а дальше (рис. 3.1) ее изменения значительны.

Результаты измерения распределения местной скорости по составляющим (рис. 3.3) в шахматном пучке труб диаметром 150 мм показывают, что вблизи их поверхности основная величина скорости приходится на составляющую u, а составляющая v на порядок меньше максимальной скорости в пучке и отрицательна почти при всех значениях φ. На расстоянии от поверхности трубы, равном половине расстояния между трубами в минимальном проходном сечении пучка, т.е. $(s_1 - d)/2$, на составляющую скорости v приходится до 0,2 максимальной скорости, и примерно до $\varphi \approx 90°$ она отрицательна, при $\varphi > 90°$ — положительна, а в зоне $\varphi = 165—180°$ вновь становится отрицательной и небольшой по величине.

В коридорных пучках распределение местной скорости иное, чем в глубинных рядах труб шахматных пучков. В точке соударения потока с трубой глубинного ряда (рис. 3.4) при $\varphi \approx 40°$ скорость минимальна, а по ходу потока и в направлении лобовой критической точки она увеличивается. Дальнейшее изменение местной скорости по периметру тру-

бы остается таким же, как и в шахматных пучках. Коридорные пучки, как и шахматные, делятся на пучки с большим поперечным относительным шагом и тесные пучки, в которых в узких сечениях между двумя трубами скорость значительно повышается.

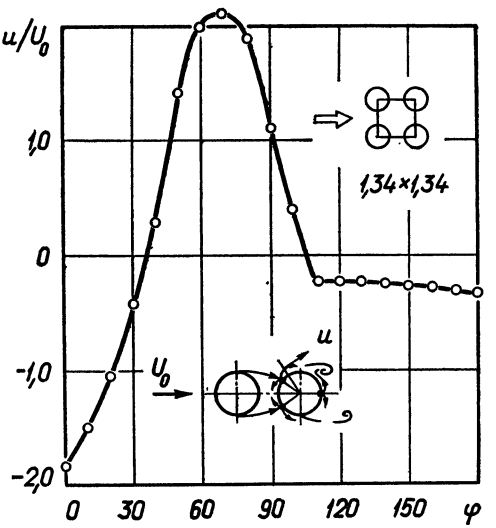


Рис. 3.4. Изменение местной скорости в потоке воздуха по периметру трубы в пятом ряду коридорного пучка при $Re \approx \approx 1{,}3 \cdot 10^4$ и $y/d = 0{,}019$

Применив в случае поперечного обтекания трубы уравнение Бернулли к отдельным поперечным ее сечениям, получим зависимость

$$p_0 + \frac{\rho U_0^2}{2} = p_\varphi + \frac{\rho u_\varphi^2}{2} = \text{const}. \tag{3.3}$$

Тогда

$$u_\varphi = U_0 \sqrt{\frac{\frac{p_0 - p_\varphi}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} + 1}} = U_0 \sqrt{1 - \frac{\frac{p_\varphi - p_0}{\frac{1}{2}\rho U_0^2}}}, \tag{3.4}$$

где U_0, p_0 и u_φ, p_φ — скорость и давление в набегающем потоке и в исследуемом сечении.

Для расчета скорости вне пограничного слоя по уравнению (3.4) необходимо знать распределение статического давления по поверхности трубы. Для пучков труб его принято выражать в виде безразмерного коэффициента давления

$$\bar{p} = 1 - \frac{p_{\varphi=0} - p_\varphi}{\frac{1}{2}\rho \bar{u}^2}, \tag{3.5}$$

где $p_{\varphi=0}$, p_φ — давление в лобовой и исследуемой точках труб пучка; $\bar{u}$ — усредненная скорость в наименьшем проходном сечении пучка.

При определении местных скоростей по уравнению (3.4) надо рассчитать коэффициент распределения давления относительно скорости и давления потока, набегающего на трубы. Используя уравнения (3.1) и (3.5), получаем

$$\frac{p_{\varphi=0}-p_\varphi}{\frac{1}{2}\rho U_0^2}=\frac{a^2}{(a-1)^2}(1-\bar{p}). \tag{3.6}$$

Прибавляя и отнимая от левой части уравнения (3.6) величину давления набегающего потока p_0, при $(p_{\varphi=0}-p_0)\Big/\left(\frac{1}{2}\rho U_0^2\right)=1$ получаем

$$\frac{p_\varphi-p_0}{\frac{1}{2}\rho U_0^2}=1-\frac{a^2}{(a-1)^2}(1-\bar{p}). \tag{3.7}$$

Используя уравнения (3.4) и (3.7), местную скорость потока за пределами пограничного слоя при известном коэффициенте давления $\bar{p}$ можно определить из уравнения

$$u_\varphi=\frac{a}{a-1}U_0\sqrt{1-\bar{p}}. \tag{3.8}$$

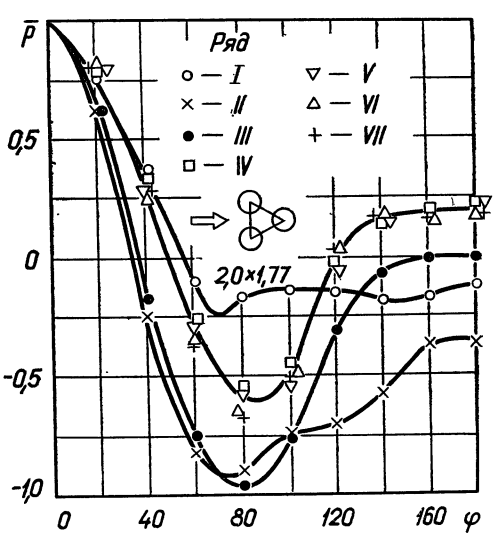


Рис. 3.5. Распределение коэффициента давления по поверхности труб в разных рядах шахматного пучка 2,0×1,77 в потоке воды при $Re=9{,}4\cdot10^4$

Измеренная термоанемометром местная скорость за пределами пограничного слоя в лобовой части трубы хорошо согласуется со скоростью, рассчитанной по уравнению (3.8).

Термоанемометрические измерения показывают (рис. 3.1—3.4), что местная скорость заметно изменяется как по периметру трубы, так и с удалением от ее стенки. Как видно из рисунков, обтекание лобовой части трубы хорошо характеризуется распределением местной скорости. Однако существуют неясности в картине обтекания кормовой части трубы.

Распределение давления, определяемое течением за пределами пограничного слоя, дает более общую информацию, чем распределение местных скоростей. В кормовой части трубы, где существует отрывная вихревая зона (рис. 3.5), коэффициенты давления $\bar{p}$ фактически постоянны. Это свидетельствует о том, что скорость потока вне пограничного слоя, в области ближнего следа, почти постоянна. Следовательно, вихревая зона и кормовая часть трубы обтекаются как единое целое.

Как видно из распределения коэффициента давления по поверхности труб в шахматных пучках (рис. 3.5), обтекание изменяется по глубине пучка практически до четвертого ряда труб. Изменение обтекания труб в разных рядах пучка происходит из-за различного уровня турбулентности набегающего потока и профиля его скорости. В последнем ряду труб характер распределения $\bar{p}$ изменяется из-за эффекта выхода теплоносителя из пучка.

Характер изменения коэффициента давления по поверхности труб шахматных пучков до отрыва пограничного слоя противоположен характеру распределения местной скорости, поскольку, согласно уравнению Бернулли, с увеличением скорости давление уменьшается. Данные по распределению коэффициента $\bar{p}$ в первых рядах труб шахматных пучков с большим (рис. 3.5) и малым относительными шагами показывают, что картина распределения давления в них такая же, как и в случае одиночной трубы. Влияние соседних труб замечено только в глубине тесных шахматных пучков (рис. 3.6). Однако во всех случаях в кормовой части труб давление изменяется незначительно. Это свидетельствует о наличии вихревого турбулентного следа и отрыва пограничного слоя жидкости от поверхности труб.

Такой же, как и при докритических Re (рис. 3.5), характер изменения обтекания труб в зависимости от номера ряда наблюдается и с изменением Re вплоть до сверхкритических значений.

Из данных распределения коэффициента давления $\bar{p}$ и сопоставления их с результатами исследования местного коэффициента теплоотдачи [90] следует, что зона изменения $\bar{p}$ от минимального значения до его стабилизации отражает предотрывное состояние течения в пограничном слое, а в зоне начала стабилизации значения $\bar{p}$ происходит от-

рыв пограничного слоя. Как видно из рис. 3.5 и 3.6, изменение коэффициента $\bar{p}$ в кормовой части трубы несущественно.

Распределение коэффициента $\bar{p}$ по поверхности труб в многорядных шахматных пучках показывает, что с изменением поперечных относительных шагов пучка и числа Рейнольдса характерным является обте-

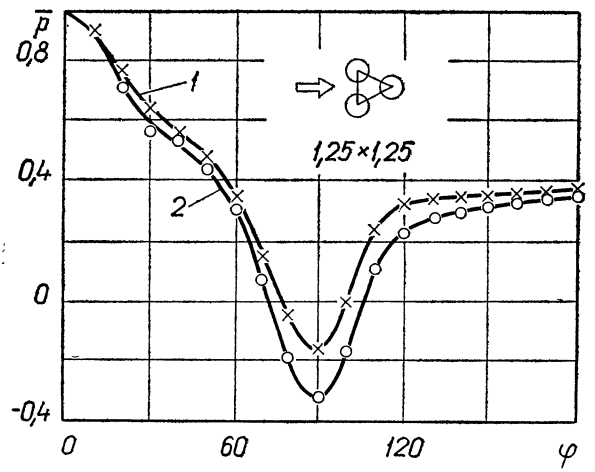


Рис. 3.6. Распределение коэффициента давления по поверхности труб в глубинных рядах тесных шахматных пучков в потоке воды при $Re \approx 6 \cdot 10^5$ *(1)* и 10^6 *(2)*

кание труб первых и глубинных рядов. Отметим, что обтекание труб во втором, третьем и последнем рядах различно, но с уменьшением относительных шагов оно приближается к обтеканию труб в глубинном ряду.

Как видно из рис. 3.5 и 3.6, для пучков с малым относительным шагом (1,25×1,25) в зоне изменения угла φ от 30 до 60° форма кривой изменения коэффициента $\bar{p}$ иная, чем для пучков труб с большим относительным шагом (2,0×1,77). Это является следствием того, что в пучках с малым относительным шагом в этой области находится наименьшее проходное сечение для жидкости (см. рис. 1.10), поэтому резко меняется градиент давления, что сказывается на характере изменения кривой $\bar{p}$. В пучке 2,0×1,77 это сечение находится при $\varphi = 90°$, поэтому коэффициент $\bar{p}$ плавно изменяется от лобовой критической точки до $\varphi \approx 80°$.

Данные работы [90] показывают, что при обтекании труб в первом и глубинном рядах шахматных пучков с $a \leqslant 2{,}0$ в зоне $\varphi = 0$—60° и с $a \leqslant 1{,}25$ в зоне $\varphi = 0$—80° коэффициент $\bar{p}$ мало изменяется в зависимости от Re. В кормовой части трубы с повышением Re величина $\bar{p}$ значительно возрастает в тех случаях, если меняется режим ее обтекания (см. рис. 1.2). Распределение коэффициентов $\bar{p}$ по поверхности трубы являет-

ся статической величиной, характеризующей обтекание труб, а интегральным значением определяется сопротивление трубы.

Характер распределения коэффициента $\bar{p}$ в коридорных пучках иной, чем в шахматных пучках, за исключением первого ряда. В первом ряду коридорного пучка распределение коэффициента $\bar{p}$ по поверхности труб (рис. 3.7) фактически остается таким же, как и в шахматных пучках, хотя кормовая часть труб находится в рециркуляционной зоне. В точке соударения потока с трубой, расположенной в глубине пучка, значение $\bar{p}$ максимально. С удалением от этой точки наблюдается уменьшение коэффициента давления как в сторону лобовой критической точки, так и вниз по потоку. Аналогичная картина по потоку наблюдается и в случае шахматных пучков. С изменением относительных шагов коридорных пучков (рис. 3.7) и значений Re изменяется режим обтекания труб. Это приводит к изменению ширины рециркуляционной зоны и вихревого следа за трубами, в результате чего изменяется сопротивление труб. Однако картина распределения давления по поверхности кормовой части трубы качественно не меняется и остается такой же, как и для шахматных пучков. Величина рециркуляционной зоны тесно связана с расстоянием до труб, стоящих позади: если продольный шаг пучка мал, то рециркуляционная зона невелика и течение в ней интенсивное, а если продольный шаг пучка большой ($s_2/d \geqslant 2$), то соответственно и рециркуляционная зона больше.

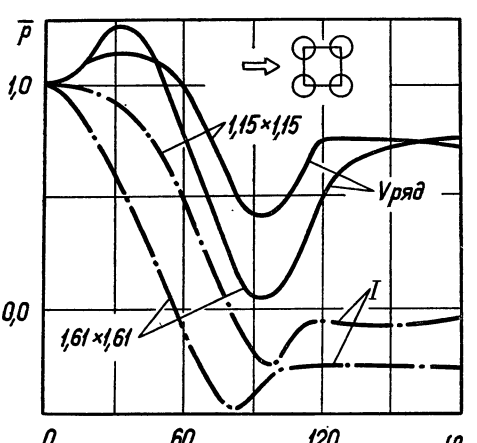


Рис. 3.7. Распределение коэффициента давления по поверхности труб в первом и пятом рядах коридорного пучка с большим относительным шагом (1,61×1,61) и тесного пучка (1,15×1,15) в потоке воды при $Re \approx 5{,}5 \cdot 10^4$

При исследовании обтекания одиночной трубы (рис. 1.2) обнаружено, что с изменением Re меняется характер ее обтекания. Аналогичные изменения происходят и при обтекании труб в пучках [90, 94]. Характер обтекания труб зависит от способа их расположения в пучках. При

течении жидкости в межтрубном пространстве коридорных пучков с изменением Re место соударения потока с трубой смещается то вниз по потоку, то вверх. Меняется также интенсивность завихренности в рециркуляционной зоне между двумя соседними трубами в продольном ряду.

Трубы всех рядов шахматных пучков и первых рядов коридорных пучков обтекаются так же, как и одиночная труба. Для обтекания одиночной трубы и труб в пучках характерны три режима обтекания (докритический, критический и сверхкритический), которые зависят от характера течения жидкости в пограничном слое и места отрыва этого слоя от поверхности трубы. С изменением режима обтекания коэффициент $\bar{p}$ в основном изменяется в кормовой части труб пучка. При всех значениях Re и местоположениях труб в пучках в лобовой их части существует ламинарный пограничный слой, который начинается от точки раздвоения потока. С увеличением Re пограничный слой турбулизируется, и, как следует из распределения давлений, место отрыва пограничного слоя сдвигается вниз по потоку.

Значительное влияние на характер распределения давления $\bar{p}$ по поверхности труб оказывают относительные шаги пучка. Если поперечный относительный шаг пучка постоянен, а продольный изменяется, то

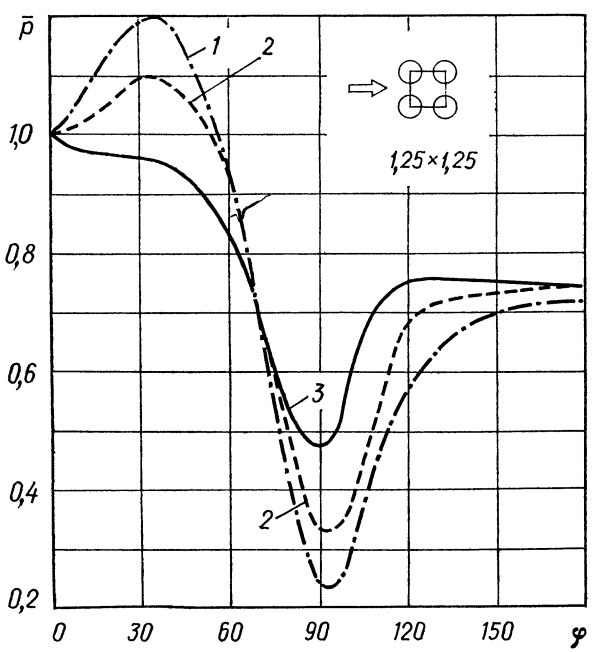


Рис. 3.8. Распределение коэффициента давления в глубинном ряду коридорного пучка в потоке воды при Re: *1* — $3 \cdot 10^5$; *2* — $6 \cdot 10^5$; *3* — $2 \cdot 10^6$

изменяется и объем для развития вихревой структуры течения за трубой. Проявляются и некоторые особенности обтекания труб в таких пучках. С уменьшением относительных продольных шагов место соударения потока с трубой в глубинных рядах коридорных пучков смещается вниз по потоку, и наоборот. При этом изменяется течение в межтрубном пространстве. В качественном отношении с изменением относительных продольных шагов все рассмотренные закономерности обтекания труб шахматных и коридорных пучков изменяются мало. И только в предельных случаях, когда продольный шаг очень большой, трубы пучков обтекаются как в одном ряду, а когда он очень мал (рис. 3.6), появляются дополнительные сужения потока, в которых скорость увеличивается, а давление падает.

При переходе в сверхкритический режим обтекания глубинных рядов труб коридорных пучков (рис. 3.8) характер кривых $\bar{p}$ (φ) становится таким же, как и для шахматных пучков (рис. 3.6). Следовательно, в сверхкритическом режиме обтекания исчезает разница в сопротивлении коридорных и шахматных пучков.

Как видно из рис. 3.5.—3.8, от изменения местоположения труб в пучке, конфигурации пучка, числа Рейнольдса и значения относительных шагов меняется разрежение в кормовой части трубы. Как и в случае одиночной трубы, при обтекании труб в первых рядах пучков (за исключением тесных пучков) коэффициент давления в кормовой части труб отрицателен. Однако разрежение в этой области для глубинных рядов тесных шахматных пучков, а также коридорных пучков меньше, чем в случае одиночных труб. Обтекаемость труб этих пучков лучше, а сопротивление меньше, чем в случае одиночной трубы.

Исследование распределения местных скоростей и распределения коэффициента $\bar{p}$ по периметру труб пучка показывает, что характер их обтекания зависит от Re и относительных шагов пучка. Эти изменения аналогичны изменениям обтекания одиночных труб при разных турбулентностях потока и загромождениях канала трубой.

3.3. Течение в межтрубном пространстве

При поперечном обтекании пучков труб в межтрубном пространстве можно отметить три характерных зоны течения: входную, центральную и выходную. При втекании жидкости в межтрубное пространство пучка изменяются параметры потока вследствие его турбулизации при соударении с трубами пучка. Эта зона именуется входной. В глубине пучка течение жидкости стабилизируется, это — центральная зона, которая занимает значительную часть пучка реальной конструкции. Зона изменения течения при выходе жидкости из пучка называется выходной зо-

ной. Наиболее четко эти зоны выделяются при рассмотрении турбулентности потока.

В низкотурбулентном потоке на трубы первого ряда пучка набегает низкотурбулентная жидкость. После входа жидкости в межтрубное пространство турбулентность постепенно повышается за каждым последующим рядом пучка. В пульсациях местной скорости выделяется максимум энергии, создаваемый отрывом вихрей. Начиная с первого ряда эта энергия за каждым последующим рядом все меньше отличается от энергии других турбулентных пульсаций скорости потока. В шахматных и коридорных пучках труб замечены быстрая диссипация вихрей и их превращение в мелкие турбулентные вихри. Например, за трубами пятого ряда шахматного пучка 2,0×1,77 спектр пульсаций местной скорости становится равномерным, т.е. энергия уже почти одинаково располагается по частотам. Эксперименты показывают, что чем теснее пучок, тем быстрее происходит турбулизация потока, а центральная зона течения жидкости простирается до последнего ряда пучка. В этой зоне энергия пульсаций местной скорости, вызванная отрывом вихрей мала по сравнению с общим уровнем энергии случайных турбулентных пульсаций. Поэтому выделить характерную частоту в спектральной плотности пульсаций местной скорости, соответствующую частоте отрыва вихрей, трудно. Изменения течения отмечены только в последнем ряду, где обычно происходят повышение турбулентности при выходе потока из пучка и перестройка течения жидкости в ближнем следе.

При повышении турбулентности внешнего потока ощутимые изменения происходят только во входной зоне течения. Наблюдается умень-

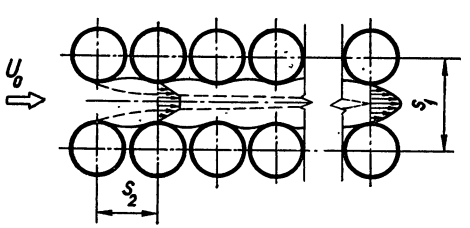


Рис. 3.9. Схема течения жидкости в межтрубном пространстве тесного коридорного пучка

шение ее размеров, так как обтекание труб стабилизируется быстрее, чем в низкотурбулентном потоке.

В коридорных пучках (рис. 3.9) течение жидкости в межтрубном пространстве по характеру значительно приближается к течению в прямолинейном канале с шероховатыми стенками, так как бóльшая часть жидкости проходит по этому каналу. Существуют два предельных случая: когда продольный относительный шаг $s_2/d=1$ и когда он чрезвычайно большой $(s_2/d\to\infty)$. В первом случае имеем дело с течением в

канале, а во втором — с обтеканием одиночного ряда, так как профиль скорости между трубами выравнивается и становится прямоугольным. В промежуточном случае при обтекании труб в глубинных рядах коридорных пучков поток разбивается передними трубами на две части, соударяющиеся с последующими трубами под углом атаки $\varphi_R \neq 0$.

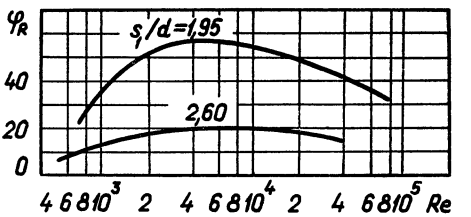


Рис. 3.10. Место соударения струи с поверхностью трубы в глубинных рядах коридорных пучков 1,95×1,30 и 2,60×1,30 в зависимости от Re по данным работы [31]

Между двумя трубами в продольном ряду образуется рециркуляционная зона с двумя вихрями.

Распределение давления по поверхности труб коридорных пучков показывает, что точка соударения жидкости с последующими трубами определяется не только значениями относительных шагов, но и числом Рейнольдса. Например, в экспериментах с коридорным пучком 1,34×1,34 обнаружено, что в зоне лобовой критической точки последующей трубы при $\varphi = 30$—$40°$ начинают образовываться потоки обратного направления. Это говорит о прямом соударении струи с поверхностью последующей трубы. Место соударения струи с трубой (рис. 3.4) или начало обратных потоков на поверхности можно назвать местом раздвоения струи. Ясно, что с увеличением относительного продольного шага пучка место раздвоения струи сдвигается в сторону лобовой критической точки.

Представленные в работе [31] данные показывают (рис. 3.10), что место соударения струи с поверхностью труб в пучках зависит от изменения Re и относительных шагов пучка. В пучках с большими поперечными шагами при $Re \approx 6 \cdot 10^2$—10^4 место соударения струи с поверхностью трубы сдвигается вниз по потоку, т.е. угол φ_R увеличивается. Это подтверждает, что на впередистоящих трубах место отрыва пограничного слоя смещается вверх по потоку, т.е. угол отрыва уменьшается. При $Re > 10^4$ меняется интенсивность течения, а также направление смещения отрыва. Поэтому с ростом Re место соударения струи со следующей трубой несколько смещается обратно по направлению к передней критической точке. Это говорит о том, что с увеличением Re турбулентность потока в межтрубном пространстве возрастает, кормовая часть трубы обтекается расширяющимся струйным потоком и циркуляционная зона позади трубы сужается.

Следовательно, смещение точки отрыва пограничного слоя вниз по потоку ведет к уменьшению угла φ_R. Значительные смещения угла ата-

ки потока замечены для труб вторых рядов пучков. Обычно на трубы первых рядов набегает низкотурбулентный поток, и с изменением режима обтекания происходит заметное смещение точки отрыва пограничного слоя вниз по потоку, что уменьшает угол φ_R.

На соударение струи с трубой заметно влияют относительные шаги пучка. С увеличением поперечного шага место соударения струи с трубой смещается в сторону меньших значений φ_R, так как струя расширяется. Согласно распределению статических давлений $\bar{p}$ по поверхности труб, с увеличением продольного относительного шага обтекание труб коридорных пучков становится все больше похожим на обтекание труб шахматных пучков, так как угол φ_R приближается к лобовой критической точке. О зависимости угла атаки от изменения относительных продольных шагов пучка можно судить по данным работ [90, 95].

В работе [90] рассмотрена закономерность обтекания трубы в глубине коридорного пучка при Re=13 000 и разных относительных продольных шагах, а в работе [95] — обтекание второй трубы при двух последовательно размещенных трубах. В обоих случаях относительный продольный шаг s_2/d изменялся в пределах 1,6 до 9,0, а Re изменялось в одинаковых пределах. По этим данным видно, что при $s_2/d \leqslant 4$ характер распределения коэффициента давления в первом и во втором случаях значительно отличается от полученного для одиночной трубы в безграничном потоке. Если при $s_2/d=6$ место соударения потока с трубой находится при $\varphi_R=0$, то при $s_2/d=3$ оно смещается до $\varphi_R \approx$

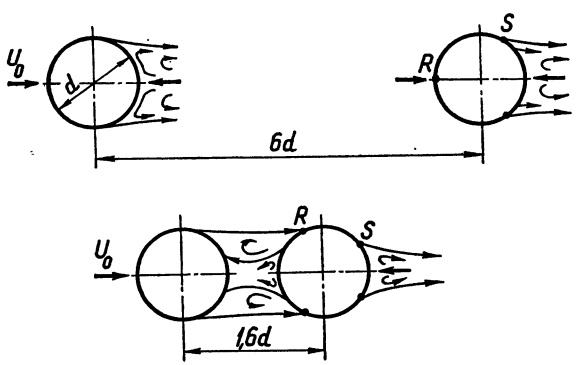


Рис. 3.11. Картина обтекания трубы в глубинных рядах коридорных пучков при разных значениях продольного шага

$\approx 45°$. Общая картина обтекания труб при изменении s_2/d показана на рис. 3.11.

Сопротивление трубы определяется углом φ_R (рис. 3.8), так как в рециркуляционной зоне изменяется статическое давление. По данным работы [95] видно также, что с уменьшением s_2/d, т.е. с увеличением угла φ_R, сопротивление второй трубы уменьшается.

Результаты исследований [90, 95] показывают, что основные изменения сопротивления давления трубы в глубинном ряду пучка должны происходить с увеличением s_2/d до 4. Однако эти изменения происходят разнообразно. Так, в работе [95] при $s_2/d=2{,}5$—3 обнаружено

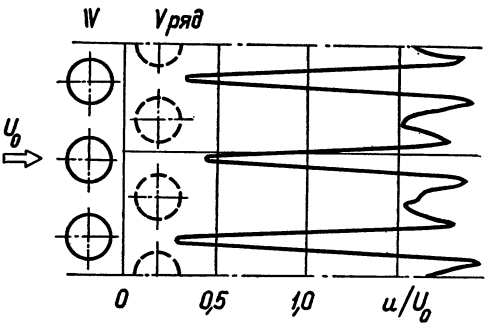


Рис. 3.12. Профиль скорости на расстоянии $b/2$ в межтрубном пространстве между четвертым и пятым рядами труб шахматного пучка 2,0×1,77 при $Re\approx 3\cdot10^4$

некоторое уменьшение сопротивления давления второй трубы и последующий его рост с увеличением s_2/d. Начиная от $s_2/d\geqslant4$ сопротивление второй трубы увеличивалось незначительно, асимптотически приближаясь к постоянной величине. Такие изменения сопротивления труб в глубинных рядах отражаются на гидравлическом сопротивлении всего пучка. Этим и объясняется разнообразие изменения гидравлического сопротивления коридорных пучков труб в зависимости от числа Рейнольдса и конфигурации пучков.

Течение в шахматных пучках с большими относительными поперечными шагами фактически не отличается от течения в коридорных пучках. В случае малых относительных шагов, т.е. в тесных пучках, жидкость течет по s-образному каналу. В лобовой критической точке трубы поток расходится на две струи, текущие по обе стороны трубы по криволинейной траектории. В этих пучках большую роль играет также величина относительного продольного шага. Чем меньше этот шаг, тем больше кривизна траектории движения жидкости.

В первом случае место соударения потока с поверхностью трубы в шахматных и коридорных пучках аналогично. Во втором случае струя раздваивается в передней критической точке, и наблюдается аналогия с обтеканием одиночной трубы.

Течение реальной жидкости в поперечном ряду труб коридорного пучка можно рассматривать как истечение ее из плоской щели. Для этого случая характерна наибольшая скорость потока в середине струи, уменьшающаяся с приближением к стенке. Профиль скорости приобретает параболическую форму.

В межтрубном пространстве коридорных пучков (рис. 3.9) профиль

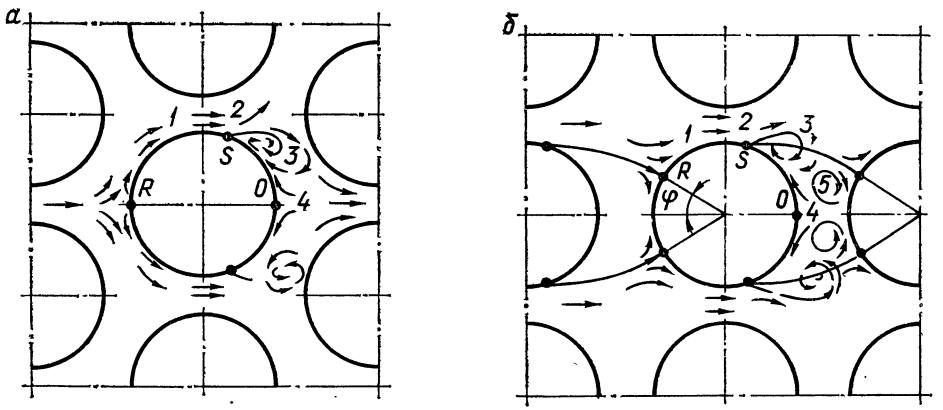


Рис. 3.13. Схемы обтекания труб в глубинных рядах шахматных *(а)* и коридорных *(б)* пучков

скорости имеет некоторое сходство с профилем скоростей в одиночном поперечном ряду. Струя, выходящая из поперечного ряда, в ближнем следе несколько расширяется, а при входе в следующий ряд опять сужается. Максимальная скорость отмечена в межтрубном пространстве при угле $\varphi = 90°$. Таким образом, профиль скорости приобретает форму, близкую к параболической. Большое влияние на эту форму оказывает продольный относительный шаг пучка.

Для шахматных пучков труб с малыми относительными поперечными шагами профили скорости иные, чем для одиночных рядов труб и коридорных пучков. Основные изменения обусловлены близостью труб последующих рядов. Это подтверждается рис. 3.12, на котором представлен профиль скорости, измеренный в поперечном сечении за трубами четвертого ряда шахматного пучка на расстоянии, равном половине продольного шага. Профиль имеет впадину, образовавшуюся вследствие торможения жидкости трубами последующих рядов. Наибольшая скорость отмечена в середине диагонального шага ($x = s_2'/2$), а наименьшая — за трубами. С приближением к впередистоящим трубам в межтрубном пространстве появляются и отрицательные скорости, обусловленные обратным вихреобразным течением в следах поперечно обтекаемых труб.

На основе анализа характеристик течения в межтрубном пространстве и распределения скоростей и давлений по поверхности труб получена картина обтекания труб (рис. 3.13) в шахматных и коридорных пучках. Набегающий на лобовую часть трубы поток жидкости разделяется на небольшом расстоянии от стенки на две части, направленные в

разные стороны от точки соударения с трубой (R). В лобовой части трубы поток ускоряется, а в кормовой — замедляется. Образовавшиеся вихри уносятся потоком вниз по течению. Пограничные слои начинают формироваться начиная от точки соударения потока с поверхностью трубы, а в кормовой части происходит обратное течение.

При обтекании шахматных пучков труб (рис. 3.13, *а*) можно выделить следующие характерные зоны: зону ускорения потока (*1*), зону замедления потока (*2*), вихревую зону (*3*) и зону возвратного течения (4), которая находится вблизи стенки трубы.

Аналогичные зоны обнаружены и для коридорных пучков. Для тесных коридорных пучков (рис. 3.13, *б*), в которых соударение потока с трубой происходит на некотором расстоянии от лобовой критической точки, к этим зонам добавляется циркуляционная зона (*5*). Ее интенсивность, как указывалось выше, зависит от числа Рейнольдса и величины относительных продольных шагов.

Турбулентность в межтрубном пространстве зависит от конфигурации пучка и числа Рейнольдса. При сравнительно малом поперечном шаге возникают более интенсивные пульсации скорости потока, которые на входе в следующий ряд под влиянием отрицательного градиента давления гаснут быстрее, чем при большом шаге. Турбулентность набегающего потока может повлиять только на трубу первого и второго рядов. В глубине пучка генерируется турбулентность, соответствующая его конфигурации.

3.4. Нестационарность течения в пучках труб

В следе за одиночной поперечно обтекаемой трубой уже при $Re>40$ может произойти отрыв вихрей от ее поверхности. В случае загромождения канала трубой начало отрыва вихрей смещается в сторону увеличения Re (рис. 3.14). Поэтому в пучках, где отрицательный градиент давления в лобовой части труб больше, чем на одиночной трубе, отрыв вихрей начинается при $Re=200—300$. С увеличением относительных

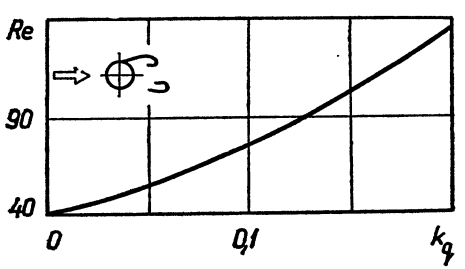


Рис. 3.14. Зависимость числа Рейнольдса, соответствующее началу появления отрыва вихрей от поперечно обтекаемой одиночной трубы, от коэффициента загромождения канала трубой [96]

шагов пучка отрыв наблюдается при меньших Re, так как обтекание труб в пучках приближается к обтеканию одиночной трубы.

Каждый отход вихря от трубы связан с изменением течения и распределения давления на ее поверхности. Вследствие этого на поверхности трубы и в следе за ней появляются элементы нестационарности течения.

Периодичность отрыва вихрей от поверхности труб определяется числом Струхаля, которое выражается комплексом параметров

$$\mathrm{Sh} = fd/\bar{u}, \tag{3.9}$$

где f — частота отрыва вихрей.

Установлено, что значение Sh определяется режимом обтекания труб. Поэтому при поперечном обтекании труб в большом диапазоне изменения Re (примерно от $2 \cdot 10^2$ до критических значений) число Струхаля является постоянной величиной и зависит только от конфигурации пучка.

Корреляционный анализ пульсаций местной скорости, проведенный в работе [91], показывает, что все трубы, находящиеся в одном поперечном ряду, обтекаются одинаково, поскольку автокорреляционные функции пульсаций местной скорости вблизи поверхности этих труб аналогичны.

Взаимо корреляционные функции пульсаций местной скорости на противоположных сторонах одной трубы в пучке изменяются так же,

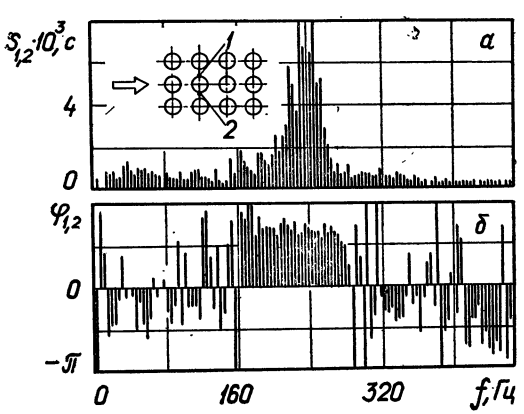


Рис. 3.15. Функция взаимной спектральной плотности *(а)* и фазочастотной характеристики *(б)* пульсаций местных скоростей в противоположных сторонах трубы, находящейся во втором ряду коридорного пучка 2,0×3,44 при $\mathrm{Re} = 2{,}6 \cdot 10^4$

как и автокорреляционные функции. При отрицательном коэффициенте корреляции они имеют максимальные значения и изменяются периодически. Это показывает, что на противоположных сторонах труб существуют периодические пульсации одинаковой частоты, амплитуда

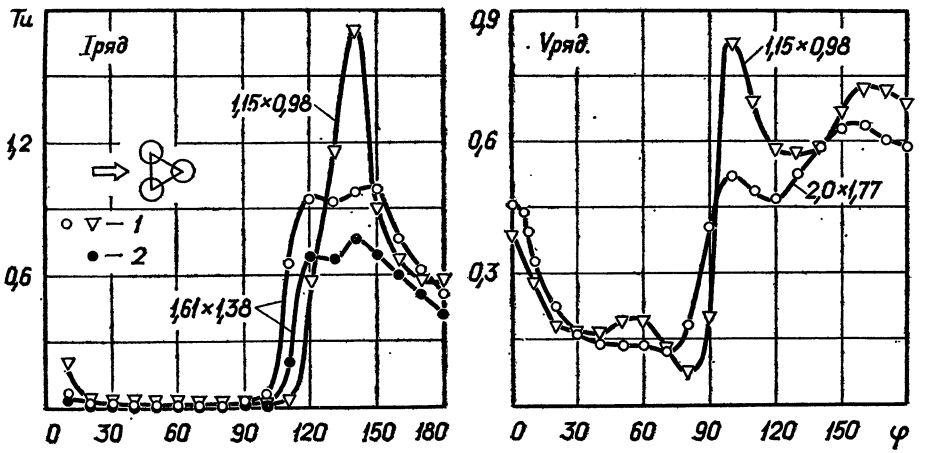


Рис. 3.16. Изменение турбулентности потока по периметру труб в первом и пятом рядах шахматных пучков при $Re \approx 1{,}6 \cdot 10^4$ на расстоянии от их поверхности y/d: *1* — 0,019; *2* — 0,044

которых изменяется в противофазе (рис. 3.15). В этом случае термоанемометрические датчики *1* и *2* были установлены при углах $\varphi = 90$ и 270°, т.е. в узком сечении пучка на противоположных сторонах одной трубы. Функция взаимной спектральной плотности (рис. 3.15, *а*) имеет один ясно выраженный максимум. Это значит, что на обеих сторонах трубы имеются пульсации одинаковой частоты. Из фазочастотной характеристики (рис. 3.15, *б*) видно, что пульсации скорости, близкие к частоте отрыва вихрей, происходят в противофазе, т.е. $\varphi_{1,2} \approx \pi$. Следовательно, образующиеся периодические вихри отрываются поочередно то с одной, то с другой стороны. Энергия этих вихрей значительно превосходит энергию турбулентных пульсаций.

Из рис. 3.15 видно, что в зоне частот, отдаленных от частоты отрыва вихрей, имеются турбулентные пульсации течения жидкости, энергия которых значительно меньше энергии регулярных вихрей. Фаза турбулентных пульсаций изменяется хаотично. Поэтому из-за пульсаций, вызванных отрывом вихрей, происходит периодическое воздействие потока на трубу с противоположных ее сторон.

Такой характер изменения пульсаций местной скорости при $Re = 10^4 — 2 \cdot 10^5$ обнаружен для труб первых двух—трех рядов исследуемых пучков. Для труб же глубинных рядов обычно наблюдались турбулентные пульсации с равномерным спектром и хаотично изменяющейся фазой.

Распределение пульсаций местной скорости по поверхности труб определяется характером обтекания. Большое влияние на обтекание труб

в пучках оказывают относительные шаги, так как от их изменения зависят градиент давления и частота отрыва вихрей. Известно, что с изменением градиента давления пульсации затухают или усиливаются.

В первых рядах труб шахматных пучков (рис. 3.16) отношение величины пульсаций местной скорости к скорости потока, т.е. турбулентность течения потока

$$Tu = \sqrt{\overline{u'^2}} / u \qquad (3.10)$$

до места отрыва пограничного слоя незначительна. С удалением места отрыва от лобовой критической точки наблюдается лишь небольшое уменьшение турбулентности. В рассматриваемом случае при докритическом режиме обтекания место отрыва пограничного слоя от поверхности трубы находится примерно при $\varphi = 90—120°$ и определяется значением относительных шагов пучка. Далее в месте отрыва происходит значительное увеличение турбулентности. Эта область занимает поверхность трубы примерно в пределах $\varphi = 90—120°$. Ниже по потоку (рис. 3.16) существует турбулентно-вихревая зона с высоким и мало изменяющимся уровнем турбулентности.

При течении жидкости в глубине пучка в межтрубном пространстве происходит интенсивное перемешивание потока, особенно при турбулентном обтекании труб. Вследствие этого возникает значительная турбулентность потока по всему периметру труб в глубинных рядах пучков.

Характер распределения турбулентности потока по поверхности труб в глубинных рядах шахматных пучков (рис. 3.16) несколько иной, чем в первых рядах. В глубине пучка из-за большой турбулентности набегающего потока турбулентность потока вблизи поверхности лобовой части трубы значительно больше, чем в первых рядах. Как и для труб первых рядов, здесь наблюдается уменьшение турбулентности потока с удалением места отрыва пограничного слоя от лобовой критической точки. В кормовой части труб глубинных рядов распределение турбулентности остается таким же, как и в первых рядах, но по периметру труб оно более равномерно.

Некоторые особенности распределения турбулентности потока связаны также с изменением относительных шагов шахматных пучков. С увеличением шагов оно становится аналогичным распределению в случае обтекания одиночной трубы. С уменьшением шагов соседние трубы начинают заметно влиять на характер распределения турбулентности потока. Для труб глубинных рядов тесных шахматных пучков (рис. 3.16) в зоне уменьшения местной скорости при $\varphi = 40—60°$ наблюдается увеличение турбулентности, обусловленное незначительным изменением уровня пульсаций и уменьшением местной скорости.

В коридорных и шахматных пучках турбулентность потока по периметру труб первых рядов изменяется аналогично. Разница в ее распределении имеет место только для труб глубинных рядов. В случае коридорного пучка в лобовой части этих труб (рис. 3.17) выделяется

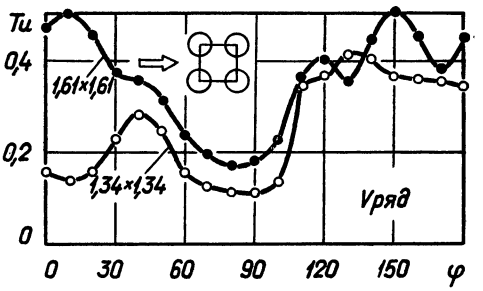


Рис. 3.17. Изменение турбулентности потока по периметру труб в пятом ряду коридорных пучков при $y/d=0{,}044$ и $\mathrm{Re}\approx 1{,}3\cdot 10^4$

точка соударения потока с трубой. В этой точке местная скорость уменьшается, а ее пульсации фактически не меняются, поэтому турбулентность увеличивается. По обе стороны от этой точки турбулентность уменьшается. Вниз по потоку турбулентность также уменьшается до места отрыва пограничного слоя, в котором она увеличивается, а далее ее изменение аналогично изменению турбулентности в шахматных пучках. В зоне циркуляционного течения (рис. 3.17) в лобовой части трубы наблюдается изменение турбулентности с удалением от точки соударения потока с поверхностью трубы. Генерация пульсаций в этой зоне обусловлена вихревой структурой течения между двумя соседними трубами.

Представленные на рис. 3.18 данные показывают, что абсолютная величина пульсационной составляющей местной скорости значительно изменяется по периметру трубы. С удалением от лобовой критической точки для труб первых рядов коридорных и шахматных пучков уровень пульсационной составляющей несколько увеличивается, а в месте отрыва пограничного слоя наблюдается резкое ее увеличение. В кормовой части трубы пульсационная составляющая значительно больше, чем в лобовой вследствие отрыва пограничного слоя от ее поверхности.

В глубине пучка пульсационная составляющая по периметру труб распределяется более равномерно, чем в первых рядах. В шахматных пучках замечено незначительное увеличение пульсационной составляющей начиная от лобовой критической точки, а в коридорных пучках — от места соударения потока с трубой. Наибольшие пульсации возникают на месте отрыва пограничного слоя, а с последующим удалением от него вниз по потоку уровень пульсаций уменьшается.

Характерно, что в шахматных и коридорных пучках абсолютный уровень пульсаций местной скорости при значительном увеличении y/d

(от 0,019 до 0,125) начинает возрастать. Увеличение наблюдается как в лобовой, так и в кормовой частях трубы. Это связано с пульсациями внешнего потока, которые с приближением к стенке гаснут. Значит, чем ближе к стенке трубы, тем выше пульсации, которые создаются элементами нестационарности обтекания труб, обусловленными отрывом вих-

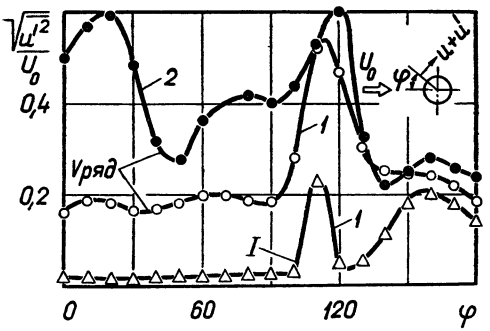


Рис. 3.18. Изменение пульсационной составляющей местной скорости потока по периметру труб первого и пятого рядов в пучках при $y/d=0{,}044$: *1* — шахматный пучок 1,61×1,38, $Re=1{,}6\cdot10^4$; *2* — коридорный пучок 1,61×1,61, $Re\approx1{,}3\cdot10^4$

рей. В межтрубном пространстве уровень турбулентности потока достигает 40% и в основном определяется конфигурацией пучка и значением его относительных шагов.

Представленные в работах [90—93] данные по распределению пульсаций местной скорости показывают, что основные его закономерности, существующие в докритическом режиме обтекания, сохраняются и далее, при значениях Re выше критических. С изменением Re изменяется местоположение отрыва пограничного слоя, а в коридорных пучках — еще и место соударения потока с поверхностью трубы. Картина распределения турбулентности потока и значения пульсационных составляющих в характерных зонах поверхности трубы остаются такими же, как и в докритическом режиме обтекания. Однако абсолютное значение пульсаций увеличивается с ростом Re. В критическом режиме обтекания их величина для труб глубинных рядов примерно в два раза больше, чем в докритическом. В общем случае характер распределения турбулентности местной скорости и пульсационной ее составляющей по периметру труб в потоках жидкости и газа остается одинаковым при всех значениях Re.

Данные работы [89] показывают, что максимальные среднеквадратичные значения распределения пульсаций давления

$$\overline{p'}=\sqrt{\overline{p'^2}}\Big/\left(\frac{1}{2}\,\rho\bar{u}^2\right) \tag{3.11}$$

по периметру труб глубинных рядов коридорных пучков (рис. 3.19) получаются в местах соударения потока с трубой и отрыва пограничного

слоя. Это подтверждается также полученными нами данными изменения распределения пульсационной составляющей местной скорости (рис. 3.18), так как между пульсациями давления и пульсациями скорости существует связь, определяемая уравнением Бернулли. В лобовой части трубы пульсации давления зависят от колебаний местополо-

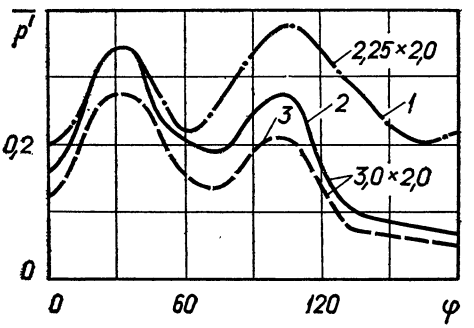


Рис. 3.19. Изменение пульсаций давления потока по периметру труб пятых рядов коридорных пучков при малой турбулентности и турбулизированном внешнем потоке по данным работы [89]: *1* — $Re=7{,}0\cdot10^4$, $Tu\approx1\%$; *2* — $Re=9{,}6\cdot10^4$, $Tu=1\%$; *3* — $Re=9{,}3\cdot10^4$, $Tu\approx20\%$

жения соударения потока с трубой, а в кормовой — от случайных сдвигов места отрыва пограничного слоя. Нестационарность течения в указанных местах в основном определяется отрывом вихрей. В месте отрыва пульсации давления почти постоянны, так как они определяются нестационарностью течения за пределами пограничного слоя. Изменение уровня пульсаций местной скорости в этой зоне определяется расстоянием от поверхности трубы, причем они изменяются больше, чем пульсации давления.

Согласно данным работы [89], с увеличением турбулентности внешнего потока абсолютный уровень пульсаций давления уменьшается по всему периметру трубы. Видимо, из-за турбулентности потока нестационарность течения в пучке уменьшается.

Для определения превалирующих частот в пульсациях местной скорости был проведен их спектральный анализ. Спектр пульсаций местной скорости, представляющий собой распределение энергии по частотам, нормировался с помощью дисперсии сигнала и удовлетворял условию

$$\int_0^\infty S_u(f)\,df=1. \tag{3.12}$$

Исследования показали, что энергетический спектр пульсаций местной скорости вблизи поверхности труб зависит от угла φ и содержит ряд максимумов. Из этого спектра видно (рис. 3.20), что заметный вклад в энергию пульсаций местной скорости вносят пульсации при низких частотах. В энергетическом спектре четко выделяется максимум пуль-

саций местной скорости при частоте, равной частоте отрыва вихрей. С изменением скорости потока этот максимум смещается по частоте, поскольку число Струхаля является постоянной величиной. Поэтому с

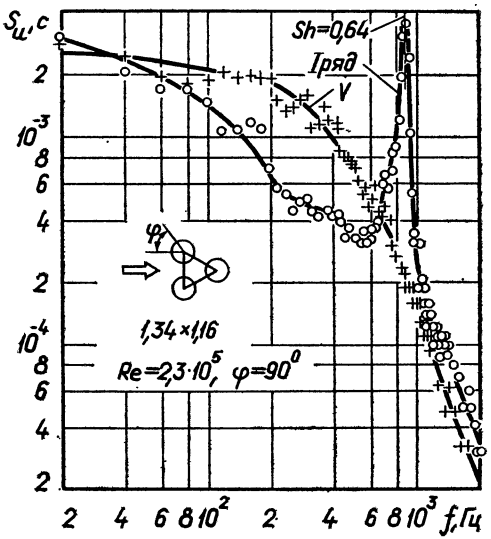


Рис. 3.20. Спектральная плотность пульсаций местной скорости на расстоянии $y/d=0{,}044$ от поверхности труб в первом и пятом рядах шахматного пучка

изменением скорости должна изменяться и частота отрыва вихрей. Этот максимум четко выражен для одиночной поперечно обтекаемой трубы и труб первых рядов пучков. Для труб глубинных рядов спектральные плотности пульсаций местной скорости более равномерно распределяются по частотам, поэтому выделить отрыв вихрей более сложно.

Частотный спектр неравномерен и по периметру трубы, причем в кормовой части трубы это выражено меньше, чем в лобовой. Максимумы энергии в пульсациях местной скорости, вызванные отрывом вихрей, исчезают. Это объясняется тем, что в кормовой части существует турбулентно-вихревое течение с большой диссипацией завихренности. Крупные вихри распадаются на более мелкие, вследствие чего происходит сильное перемешивание потока.

3.5. Особенности обтекания наклонных труб

Экспериментальные и теоретические исследования [97—99] показывают, что обтекание наклонных труб значительно отличается от поперечного их обтекания. В литературе характер обтекания наклонных труб объясняется по-разному.

Чиу [99] провел теоретическое исследование изменения обтекания одиночной трубы, наклоненной к направлению потока. В расчетах он применил уравнение пограничного слоя и внешнего потенциального потока, а также разложение скорости на поперечную и продольную составляющие. При определении структуры вихрей за трубой производилось сложение решений для потенциальных течений в продольном и поперечном направлениях. В результате расчета получено, что отрыв пограничного слоя происходит при $\varphi \approx 109°$ и не зависит от угла наклона труб. Значит, продольная составляющая скорости мало влияет на обтекание наклонных труб. Поэтому геометрия вихревой дорожки за трубой не меняется, а для определения отрыва вихрей от труб можно принять только поперечную составляющую скорости. Однако эти теоретические исследования только частично подтверждаются в экспериментах.

Некоторые исследователи проводят аналогию между обтеканием эллиптических и наклонных труб. При этом сравнивается обтекание эллиптических труб с поперечным сечением, получаемым при пересечении круглой трубы при том же угле, что и угол наклона труб. Однако если судить по данным измерения частоты отрыва вихрей от наклонных труб и эллиптических труб, обтекаемых вдоль большой оси, то аналогии можно не обнаружить [99]. Для эллиптических труб частота отрыва вихрей получается больше, чем для наклонных. Значит, обтекание наклонной трубы не эквивалентно обтеканию упомянутой выше эллиптической трубы.

В проведенных исследованиях сопротивления наклонных пучков труб при $Re = 10^3 — 2 \cdot 10^5$ получено, что разложение скорости на продольную и поперечную составляющие не совсем пригодно для определения гидродинамических характеристик. То же можно сказать и в случае малых чисел Рейнольдса, если судить по экспериментальным работам [97, 98], которые проведены с одиночной трубой при Re от 40 до 150 и β от 18 до 90°. В работе [98] показано, что при такой методике обработки хорошее обобщение результатов по отрыву вихрей получается при β от 90 до 70°. При меньших углах наклона труб, если за определяющую принята составляющая скорости, перпендикулярная оси трубы, результаты явно зависят от угла наклона.

Обтекание труб пучков более сложное, чем обтекание одиночной трубы вследствие неравномерности профиля скорости потока, высокой турбулентности и других факторов. Пучки труб оказывают определенное сопротивление протекающему теплоносителю. Уже за первым рядом получается значительный перепад давлений. При течении жидкости через поперечный ряд труб меняется ширина проходного сечения, а с ней — и градиент давления. Вследствие этого изменяется скорость потока. Перед пучком создается давление, от которого зависит обтекание

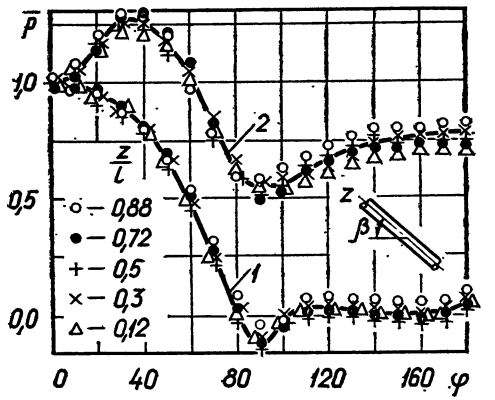


Рис. 3.21. Распределение коэффициента давления по периметру наклонных ($\beta=40°$) труб пучков в разных сечениях по длине при $Re=2{,}3\cdot10^4$: *1* — первый ряд шахматного пучка 1,34×1,16; *2* — пятый ряд коридорного пучка 1,34×1,34

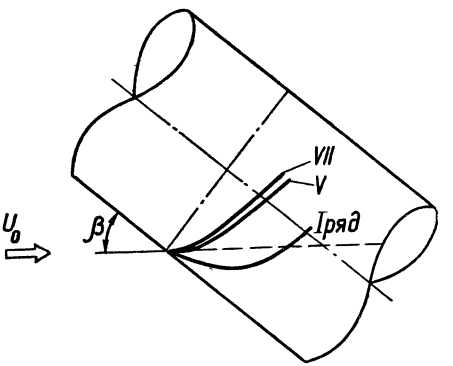


Рис. 3.22. Изменение траектории движения краски на поверхности трубы в разных рядах шахматного пучка 1,34×1,16 при $\beta=40°$ и $Re=2{,}3\cdot10^4$

труб по их длине. Все эти факторы проявляются и при наклоне труб к направлению потока.

Исследования, проведенные в ИФТПЭ АН ЛитССР, показывают, что в пучках труб, наклоненных к направлению потока под углом от 25 до 90°, профиль скорости потока, набегающего на трубы непосредственно вблизи ($x/d\approx1$) лобовой критической точки, остается прямоугольным почти по всей длине трубы. Деформация этого профиля наблюдается только непосредственно вблизи стенки канала. Аналогично изменяется и максимальная скорость в узком сечении первого ряда труб пучка. Изменение этой скорости по сравнению с усредненным ее значением по всей длине трубы

$$\bar{u}_l=\frac{1}{l}\int_0^l udz \qquad (3.13)$$

составляет приблизительно 10%. Скорость набегающего потока, как и скорость в вышеуказанном узком сечении пучка, с приближением к одной из стенок повышается, а с приближением к другой — понижается. В узком сечении межтрубного пространства глубинных рядов такие изменения скорости имеют обратный порядок по сравнению с первым рядом.

Из рис. 3.21 видно, что трубы в пучках обтекаются одинаково почти по всей длине. Поэтому полученные результаты по обтеканию труб

вполне можно отнести к бесконечно длинным трубам, так как исследовалось обтекание по длине труб, а профиль набегающей скорости имел прямоугольную форму.

При исследованиях с введением в поток краски, выпускаемой через маленькое отверстие, было получено, что траектория ее движения (рис. 3.22) начиная от лобовой части трубы не остается параллельной направлению движения набегающего потока, а отклоняется от него. В среднем при $\beta=40°$ изменение направления движения краски по сравнению с направлением набегающего потока в глубинных рядах составляет около 20°, а в первом ряду — около 15°. Следовательно, наклонные трубы обтекаются под некоторым углом.

При обобщении данных по сопротивлению, отрыву вихрей, гидродинамическим силам и другим гидродинамическим характеристикам применяется средняя скорость в узком сечении поперечного ряда. Определить ее можно по формуле

$$\bar{u}=U_0\,\frac{a}{a-1}\,\sin\beta. \tag{3.14}$$

Данные на рис. 3.23 показывают, что если за определяющий параметр принять скорость по уравнению (3.14), то при $\mathrm{Re}=\mathrm{const}$ изменение коэффициента распределения давления в шахматном пучке в основном будет наблюдаться в кормовой части труб, а лобовая часть труб, независимо от угла β, обтекается одинаково. Характерно, что

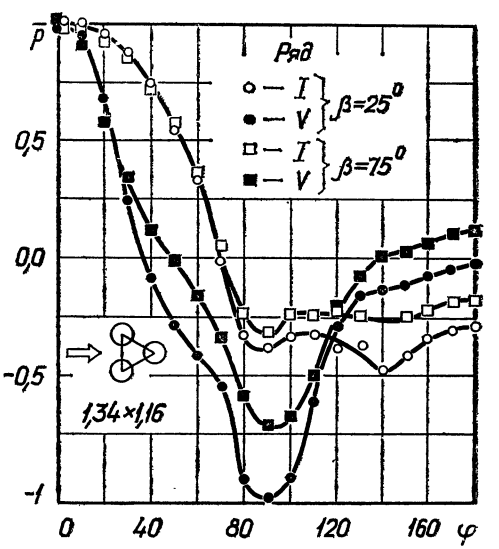


Рис. 3.23. Зависимость распределения коэффициента давления по периметру труб от угла их наклона в разных рядах шахматного пучка при $\mathrm{Re}\approx 8{,}0\cdot 10^4$

сходство в обтекании труб в первых рядах остается до $\varphi \approx 70°$, а в глубинных рядах — только до $\varphi \approx 40°$. Обтекание кормовой части наклонных труб аналогично их поперечному обтеканию. Как и в случае поперечно обтекаемых труб, в лобовой части наклонных труб формируется ламинарный пограничный слой, а в кормовой — отрыв пограничного слоя от поверхности трубы.

Обтекание труб в первых рядах пучков фактически не зависит от расположения труб. Оно одинаково и в шахматных, и в коридорных пучках. В глубине коридорных пучков от точки соударения потока с их поверхностью и вниз по потоку при всех исследованных углах наклона ($\beta = 25—90°$) трубы обтекаются так же, как и в шахматных пучках. Такое сходство в обтекании наблюдается до $\varphi \approx 70°$. С уменьшением угла β давление в кормовой части труб в глубинных рядах шахматных и коридорных пучков понижается.

Местная скорость и ее пульсации по периметру наклонной трубы изменяются так же, как и при поперечном обтекании. Согласно данным по распределению давления и местной скорости, при изменении угла β относительная скорость $(u/\bar{u})$ до $\varphi \approx 70°$ в лобовой части трубы не меняется. Изменения происходят только в кормовой части трубы. Распределение местной скорости в кормовой части наклонной трубы меняется при удалении от стенки и изменении числа Рейнольдса. Закономерности этого распределения аналогичны существующим при поперечном обтекании труб.

3.6. Поперечное обтекание радиальных пучков труб

При поперечном обтекании радиального пучка труб жидкость, проходящая в межтрубном пространстве, встречается с различным сопротивлением течения, так как при расположении труб по радиусам двух соосных цилиндров по высоте канала снизу вверх проходное сечение в поперечном ряду увеличивается.

Исследования показывают [100], что профили скорости потока, набегающего на трубы радиального пучка, близки к прямоугольным. (Турбулентность потока, набегающего на трубы первого ряда пучков, составляла около 1%.) Скорость в узком сечении ($\varphi = 90°$) поперечного ряда пучков в нижней части канала, где проходное сечение сужается, меньше, чем в верхней части канала.

Характер течения жидкости в межтрубном пространстве за трубами радиальных пучков аналогичен характеру течения жидкости за трубами параллельных пучков. Однако структура течения жидкости в первом случае более неравномерна, чем во втором, вследствие изменения проходного сечения.

Аналогичная картина наблюдалась для всех исследованных радиальных пучков труб. В экспериментах использовались поперечно обтекаемые шахматные радиальные пучки с $s_2/d=1{,}34$, 1,61 и 2,0, а также радиальный коридорный пучок с $s_2/d=1{,}34$. Угол раствора между трубами поперечного ряда во всех пучках был равен 11°42′.

Измерение профилей скорости потока перед пучком и в межтрубном пространстве показало, что трубы в пучках в поперечном направлении обтекаются достаточно симметрично. Значение скорости изменяется только по периметру труб. На это указывает и распределение коэффициента давления ($\bar{p}$) по периметру трубы (рис. 3.24). При определении $\bar{p}$ за расчетную скорость принималась усредненная скорость в узком сечении пучка, поэтому получилось значительное расслоение данных в точке минимума ($\varphi=80°$). Однако если в расчете использовать истинную скорость потока в каждом сечении трубы пучка, то кривые распределения давления на рисунке сойдутся в одну.

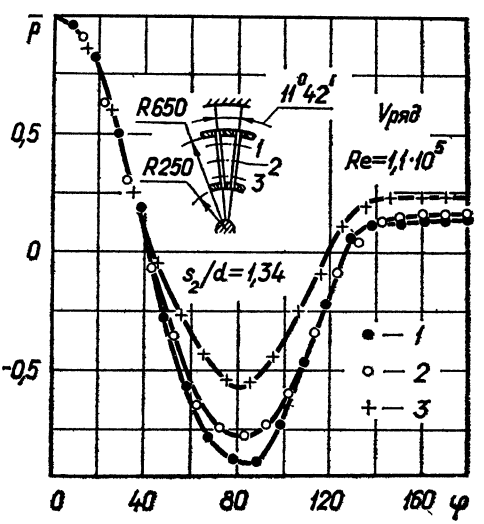


Рис. 3.24. Распределение коэффициента давления по периметру труб глубинного ряда шахматного радиального пучка в разных сечениях по ее длине

Если проследить за изменением распределения давления, то увидим, что $\bar{p}$ начиная от максимального значения при $\varphi=0°$ уменьшается, и уже при $\varphi\approx40°$ видно четкое расслоение эпюр давления в разных сечениях. Зона установившегося постоянного значения $\bar{p}$ при $\varphi>130°$ определяет зону вихревого следа, ширина которого одинакова во всех трех сечениях по длине трубы. При $\mathrm{Re}=1{,}1\cdot10^5$ точка отрыва пограничного слоя жидкости от поверхности трубы в глубинном ряду радиального пучка находится примерно при $\varphi=130°$.

Изменение коэффициента давления по периметру поперечно обтекаемых труб радиальных шахматных пучков показывает (рис. 3.24), что обтекание всех труб во всех сечениях по длине трубы напоминает поперечное обтекание параллельных труб шахматных и коридорных пучков. Начиная с лобовой критической точки трубы в радиальном пучке формируется ламинарный пограничный слой, а в кормовой ее части происходит отрыв пограничного слоя.

Характер обтекания труб во всех радиальных пучках становится постоянным начиная с четвертого ряда вдоль потока.

Характерно, что при обтекании радиальных пучков меняется значение скорости по длине труб. В глубинных рядах это более заметно, чем в первых. Из-за неравномерной скорости потока вдоль трубы сплошного отрыва вихрей от труб пучка не происходит. Это подтверждается тем, что в пульсациях местной скорости нет единой превалирующей частоты ни в первых, ни в глубинных рядах труб. Энергетический спектр этих пульсаций имеет множество пиков.

С изменением числа Рейнольдса режим обтекания радиальных пучков труб изменяется.

3.7. Течение в пограничном слое и его отрыв

При поперечном обтекании труб и углах $\beta<90°$ происходит отрыв пограничного слоя от поверхности труб. Место отрыва зависит от условий течения в пограничном слое.

Исследование распределения статических давлений и местных скоростей по периметру труб в пучках показывает, что отрывная зона в большинстве случаев занимает от третьей части до половины их поверхности. Поэтому важно уметь точно определять место отрыва пограничного слоя от поверхности труб.

При решении уравнений Навье—Стокса [102] для поперечного обтекания одиночной трубы потоком несжимаемой жидкости получаем уравнение

$$\varphi_s = 180 - \left(\frac{\ln \mathrm{Re} - 1{,}83}{3 \cdot 10^{-4}}\right)^{0{,}456}, \qquad (3.15)$$

по которому определяется место отрыва пограничного слоя от поверхности труб в зависимости от значений Re. Имеющиеся экспериментальные данные (рис. 3.25) хорошо согласуются с результатами расчета по уравнению (3.15) до $\mathrm{Re} \leqslant 10^3$.

При $\mathrm{Re} > 10^3$ угол φ_s, вычисляемый по уравнению (3.15), несколько меньше, чем при экспериментальном определении. Поэтому от $\mathrm{Re} > 10^3$ до $\mathrm{Re} = 10^4$ кривая *1* на рис. 3.25 соответствует экспериментальным данным.

С изменением Re от 10^4 до $2 \cdot 10^5$ обтекание одиночной трубы не изменяется, а ее сопротивление автомодельно в отношении Re. Поэтому в данной области место отрыва пограничного слоя фактически не меняется. Приближенные расчеты при использовании ряда Блазиуса или экспериментальных данных по распределению давления по поверхности труб показывают, что в этой области изменения Re место отрыва пограничного слоя находится при $\varphi_s \approx 82°$.

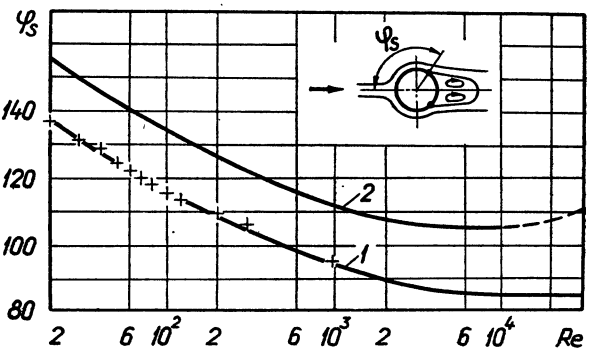


Рис. 3.25. Угол отрыва пограничного слоя от поверхности поперечно обтекаемых труб при докритических Re: *1* — одиночная труба в безграничном потоке; *2* — трубы шахматных и коридорных пучков с $s_1/d = s_2/d = 1{,}25$—$2{,}0$; крестики — расчет по уравнению (3.15), пунктир — данные [38]

Известно (см. гл. 1), что отрыв вихрей от одиночных поперечно обтекаемых труб начинается при $Re > 40$. При меньших Re отрывается только пограничный слой, а за трубами образуются стационарные вихри. Однако с изменением Re угол отрыва изменяется по тем же закономерностям независимо от наличия за трубой стационарных вихрей. Отрыв пограничного слоя в основном определяется обратным течением в кормовой части трубы вследствие положительного градиента давления.

С изменением места отрыва изменяется обтекаемость трубы, а значит, и ее сопротивление. Экспериментальные данные показывают, что при $Re > 10^3$—10^4 отрыв постепенно смещается вверх по потоку, т.е. до $\varphi_s \approx 82°$. В этой зоне (см. рис. 1.6) также наблюдается незначительное изменение сопротивления одиночной трубы. При $Re > 10^4$ вплоть до критического его значения угол отрыва и сопротивление трубы остаются постоянными.

Представленная на рис. 3.25 кривая (*1*) изменения места отрыва пограничного слоя от одиночной трубы соответствует результатам наших и других экспериментальных исследований. С повышением степени загромождения канала трубой угол φ_s увеличивается. В среднем при $Re > 10^4$ до критических значений φ_s находится в зоне от 82 до 90°.

При критических Re место отрыва пограничного слоя изменяется (см. рис. 1.4). В гл. 1 отмечалось, что в случае обтекания одиночной

трубы при докритических Re отрывается ламинарный пограничный слой, а при критических его значениях ($Re > 2 \cdot 10^5$) отрывается турбулентный пограничный слой. С дальнейшим увеличением Re место отрыва пограничного слоя не изменяется, а переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный смещается в сторону лобовой части трубы.

Исследование гидродинамических характеристик и распределения коэффициентов местной теплоотдачи по периметру труб показывает, что аналогичный отрыв пограничного слоя наблюдается и при обтекании труб в пучках. В этом случае течение в пограничном слое определяется числом Рейнольдса, способом расположения труб в пучках, а также другими факторами.

В докритическом режиме обтекания труб пучков отрыв пограничного слоя происходит аналогично отрыву от одиночной трубы. На лобовой поверхности труб пучков отрицательный градиент давления больше, чем в случае одиночной трубы. Поэтому отрыв ламинарного пограничного слоя (рис. 3.25) смещается несколько вдоль по потоку. Характер отрыва пограничного слоя в первых рядах пучков аналогичен отрыву от одиночной трубы. На трубы глубинных рядов набегает высокотурбулизированный поток, поэтому критический режим обтекания наступает быстрее, чем в случае одиночной трубы.

Кривая *2* на рис. 3.25, отображающая динамику места отрыва ламинарного пограничного слоя от труб пучков с точностью ±10% соответствует экспериментальным данным, полученным для труб глубинных рядов шахматных и коридорных пучков с равными относительными ша-

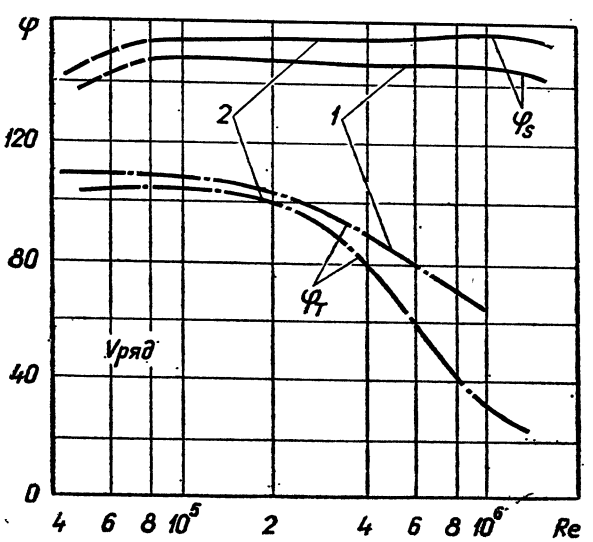


Рис. 3.26. Динамика места отрыва (φ_s) и перехода ($\varphi_т$) для труб пятых рядов в пучках при критических Re согласно работе [103]: *1* — коридорный пучок 1,5×1,25; *2* — шахматный пучок 1,5×1,5

гами, изменяющимися от 1,25 до 2,0. С уменьшением относительных шагов отрыв смещается в сторону больших углов φ_s, а с увеличением — приближается к данным для одиночной трубы.

В докритическом режиме обтекания пучка труб (рис. 3.25) ламинарный пограничный слой в среднем отрывается при $\varphi_s \simeq 95—110°$, а с достижением критических Re (рис. 3.26) происходит его турбулизация и отрыв смещается вдоль по потоку.

Динамика места перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный на поверхности труб более сложная, чем изменение места его отрыва. Угол, соответствующий этому переходу, для труб первых рядов пучков и одиночной трубы изменяется аналогично. В этом случае (рис. 1.4) место перехода вначале смещается в сторону лобовой части трубы, а затем в результате увеличения ламинарной зоны переход смещается вниз по потоку. Это связано с образованием отрывного пузыря и последующего его присоединения. С дальнейшим повышением Re пузырь не образуется, а место перехода сдвигается только в сторону меньших углов $\varphi_т$.

Для труб глубинных рядов в шахматных пучках с большим относительным шагом (рис. 3.26) динамика места перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный и места его отрыва такие же, как и в случае обтекания одиночной трубы турбулизированным потоком. До $Re \simeq 10^5$ место перехода (рис. 3.26) находится при $\varphi_т = 100—110°$, а от $Re \simeq 10^5$ наблюдается его смещение к меньшим значениям угла $\varphi_т$. Чем теснее пучок, тем при больших Re происходят эти изменения. С уменьшением относительных поперечных шагов пучка труб отрицательный градиент давления в лобовой части трубы повышается. Поэтому место перехода незначительно смещается в сторону больших Re.

При отрыве турбулентного пограничного слоя место перехода сдвигается вверх по потоку, однако это не влияет на место отрыва. При $Re \simeq 10^5$ место отрыва в пучках труб различной конфигурации колеблется в среднем в пределах изменения угла φ_s от 150 до 160°. При $Re > 10^6$ отмечен незначительный сдвиг места отрыва в сторону лобовой части трубы.

При поперечном обтекании труб глубинных рядов в коридорных пучках [103, 104] динамика характерных мест течения жидкости на поверхности труб остается такой же, как и при обтекании труб глубинных рядов в шахматных пучках. Значит, изменение места соударения потока с поверхностью трубы мало влияет на эту динамику. Это объясняется тем, что отрыв пограничного слоя формируется в кормовой части трубы из-за наличия положительного градиента давления, а течение в лобовой части трубы мало влияет на этот процесс.

Динамика изменения угла отрыва пограничного слоя от наклонных труб в зависимости от числа Рейнольдса остается такой же, как и в

случае поперечно обтекаемых труб. При этом за определяющую скорость при расчете Re следует принимать скорость в узком сечении поперечного ряда пучка, которую можно определить из уравнения (3.14). Характерно, что с уменьшением угла наклона β место отрыва несколько смещается вдоль по потоку.

Закономерности отрыва пограничного слоя в зависимости от числа Рейнольдса, аналогичные существующим в пучках параллельных труб, наблюдаются и для труб радиальных пучков. При определении φ_s для радиальных пучков труб принимается средняя скорость в поперечном ряду. Место отрыва определяется течением в пограничном слое. В случае поперечного обтекания труб различной геометрии наблюдаются аналогичные режимы их обтекания.

3.8. Течение в теплообменниках

Практически очень важно, чтобы обтекание всех труб в теплообменнике было равномерным. Это обеспечит максимальное использование его мощности, исключит перегрев отдельных труб и их разрушение от динамических нагрузок. Однако при конструировании теплообменников не всегда удается получить прямоугольные профили скорости потока по всему сечению теплообменника. При компоновке пучков труб в корпусе теплообменника часто появляется так называемый эффект стенки. Практически трудно расположить трубы в трубной доске так, чтобы скорость жидкости между стенкой корпуса теплообменника и пучком труб соответствовала средней скорости в сечении пучка.

Для получения прямоугольного профиля скорости потока по всему сечению экспериментального канала на его стенке устанавливаются полутрубы. Однако в реальных установках они не используются, поскольку усложняется технология изготовления и повышается стоимость теплообменника. Для достижения одинакового обтекания всех труб пучка изменяют расстояние между крайними трубами пучка и стенкой теплообменника. К сожалению, до сих пор эффект стенки остается малоизученным.

Экспериментально установлено, что средняя скорость в узком сечении пучка зависит от расстояния крайней трубы до стенки канала. Изменяя это расстояние, можно изменять характер обтекания труб. Для шахматных пучков труб это расстояние принимается равным половине поперечного шага пучка, а во втором ряду на стенке канала устанавливаются полутрубы (рис. 3.27). В таком случае по всему сечению канала получается прямоугольный профиль скорости набегающего потока. Поэтому при анализе эффекта стенки за расчетную скорость следует принимать среднемассовую скорость, рассчитанную по

узкому сечению поперечного ряда такого пучка. Эту скорость можно определить по уравнению

$$\bar{u}=\frac{Q}{ln(s_1-d)}, \tag{3.16}$$

где Q — дебит жидкости; n — количество труб в поперечном ряду.

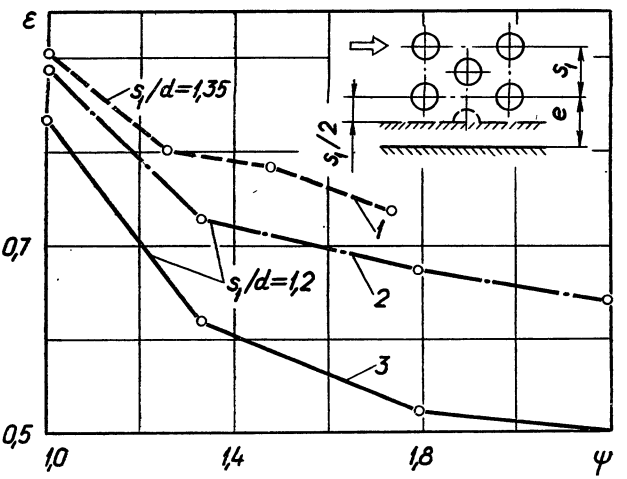


Рис. 3.27. Зависимость изменения относительной скорости потока в узком сечении шахматного пучка от изменения относительного расстояния его до стенки канала при следующих значениях Re [105]: *1* — от 500 до 5000; *2* — 5000; *3* — 500

Измерения показывают, что при такой компоновке труб среднеинтегральная скорость, измеренная трубкой Пито—Прандтля в узком сечении поперечного ряда, мало отличается от рассчитанной по формуле (3.16). Для учета эффекта стенки применяется параметр, определяющий изменение наименьшего проходного сечения в поперечном ряду пучка при изменении расстояния крайней трубы до стенки по отношению к аналитическому расчетному сечению. Параметр, учитывающий эффект стенки, можно определить из уравнения

$$\Psi=f/f_{\text{р}}, \tag{3.17}$$

где f, $f_{\text{р}}$ — истинное и расчетное наименьшие проходные сечения в поперечном ряду пучка.

При симметричном расположении труб в пучке, помещенном в прямоугольный канал (рис. 3.27), уравнение (3.17) принимает следующий вид:

$$\Psi=\frac{(s_1-d)n-s_1+2e}{(s_1-d)n}, \tag{3.18}$$

где e — расстояние крайней трубы от стенки.

С изменением параметра Ψ изменяется и соотношение скоростей:

$$\varepsilon = u_e/\bar{u}, \tag{3.19}$$

где $\bar{u}$, $\bar{u}_e$ — скорость, рассчитанная по уравнению (3.16), и истинная скорость в межтрубном пространстве.

Экспериментальные данные [105] показывают (рис. 3.27), что при различных конфигурациях пучка и числах Рейнольдса эффект стенки проявляется по-разному. Характерно, что с увеличением относительных поперечных шагов пучка зависимость эффекта стенки от Re уменьшается. В работе [105] данные относительной скорости потока в случае $\Psi=1$ получены при снятых полутрубах. Поэтому величина ε несколько отличается от единицы. После этого расстояние e изменялось посредством перемещения стенок канала, на которых не было полутруб.

При конструировании теплообменников эффект стенки должен быть исключен. Для этого на стенках теплообменника устанавливаются (рис. 3.28) специальные потокопреграждающие пластины, прямоуголь-

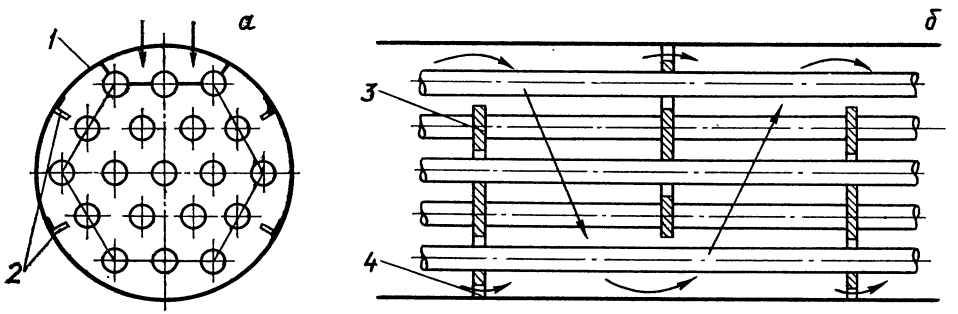


Рис. 3.28. Схема расположения труб в трубной доске с ограничителями потока жидкости *(а)* и картина течения жидкости в кожухотрубном теплообменнике *(б)*: *1* — кожух теплообменника; *2* — ограничитель потока; *3* — трубная доска; *4* — отверстие для течения жидкости

ники и другие приспособления. Практически важно, чтобы среднее значение $\bar{\Psi}$ по длине теплообменника было равно единице. На рис. 3.28 жирными линиями показано минимальное сечение пучка в первом ряду труб. Для обеспечения равномерного обтекания труб второго и четвертого рядов на стенке оболочки теплообменника установлены пластины. Таким образом, обтекание всех труб в таком теплообменнике приближается к расчетному, а его мощность используется максимально.

При наличии эффекта стенки может существенно изменяться обтекаемость разных сторон крайних труб пучка. Исследования с одиночной трубой, расположенной вблизи стенки экспериментального канала

или плоской пластины, показывают, что при наличии эффекта стенки возможны нарушения механизма отрыва вихрей, изменения сопротивления трубы, сдвиг места отрыва пограничного слоя по поверхности трубы в противоположные стороны и другие изменения обтекания. В пучках труб из-за эффекта стенки может произойти деформация профиля скорости набегающей жидкости, а следовательно, и изменение обтекания труб в пучке.

Замечено, что на значительном расстоянии за коридорными пучками труб профили скорости жидкости в канале искривлены. Следовательно, обтекание труб пучка, особенно в последнем ряду, отличается от обтекания труб в других рядах. Это явление необходимо учитывать при проектировании теплообменников, поскольку коридорные пучки чаще используются на практике ввиду их меньшего сопротивления по сравнению с шахматными пучками.

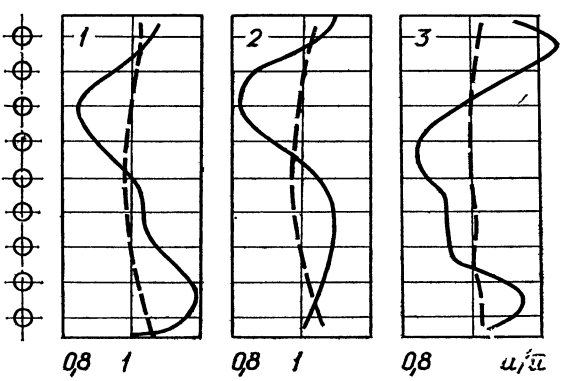


Рис. 3.29. Профили скорости, полученные [44] для коридорного пучка 2,06×1,38 при следующих значениях Re: *1* — $3{,}6\cdot10^4$; *2* — $1{,}9\cdot10^5$; *3* — $1{,}4\cdot10^6$. Сплошная линия — за пучком на расстоянии $x=5{,}1\,d$, пунктир — перед пучком на расстоянии $x=2{,}8d$ ($d=51$ мм)

Приведенные в работе [44] данные в диапазоне изменения Re от $4\cdot10^4$ до $4\cdot10^6$ показывают, что характер искривления профиля скорости за пучком (рис. 3.29) меняется с изменением Re. Неравномерность профиля скорости увеличивается с уменьшением относительных шагов пучка. При всех Re профиль набегающей скорости на расстоянии $x/d=2{,}8$ до пучка мало отличается от прямоугольного профиля, однако за пучком на расстоянии $x/d\approx5{,}1$ скорость изменяется в пределах $\pm20\%$. За пучком труб разница между максимальным и минимальным значениями скорости достигает 40%. Такие изменения профиля скорости потока связаны с особенностями обтекания труб коридорных пучков. Изменений профиля скорости, аналогичных имеющим место при изменении Re, следует ожидать и в случае изменения скорости потока при постоянном Re. Такие изменения профиля скорости потока возможны только при различном характере истечения струй из

щелей пучка, поскольку в таком случае за трубами коридорных пучков формируются разные вихревые течения.

Если в теплообменниках, например в парогенераторах с перегревателями, за первым коридорным пучком труб следует второй, то с изменением профиля скорости за первым пучком возможен перегрев труб в первых рядах второго пучка. Это следует учитывать на практике.

В кожухотрубных теплообменниках (рис. 3.28) теплоноситель, например жидкость, несколько раз изменяет направление движения из-за наличия перегородок, вследствие чего изменяется угол атаки потока. При входе и выходе жидкости из теплообменника трубы обтекаются поперечно. Однако при протекании жидкости через теплообменник $\beta < 90°$. Это значение β изменяется от нуля до 90°. В кожухотрубных теплообменниках допускается некоторое продольное обтекание труб. Для этого в перегородках делаются специальные отверстия и, кроме того, жидкость частично протекает через отверстия в перегородках, предназначенных для установки труб. Аксиальные перетоки жидкости увеличивают в тех случаях, когда надо уменьшить поперечную составляющую скорости жидкости для уменьшения стационарных и нестационарных сил, действующих на обтекаемые трубы. Это повышает прочность пучка труб. Однако при большом аксиальном протекании жидкости значительно уменьшается эффективность теплообменника.

При проектировании кожухотрубных теплообменников и других тепловых устройств важно правильно выбрать направление движения жидкости и выбрать соответствующие формулы для расчета.

Обобщенные данные, полученные при исследовании характерных случаев обтекания труб на моделях, можно использовать при проектировании теплообменников и стержневых систем реакторных установок.

4 Сопротивление гладкотрубных пучков

При движении теплоносителя по теплообменнику расходуется энергия на преодоление гидравлического сопротивления, определение которого — одна из важнейших задач проектирования теплообменного оборудования. Для получения допустимой величины гидравлического сопротивления теплообменного устройства конструкторам приходится рассматривать множество вариантов расположения труб в пучке. Для экономии времени в расчетах широко используются ЭВМ. Решающее значение при выборе мощности насосов и вентиляторов имеет определение сопротивления как всей системы, так и отдельных ее элементов. Поэтому важно определить не только общее сопротивление, но и его составляющие.

В настоящей главе рассматриваются основные виды и физическая природа сопротивлений, в случае обтекания гладкотрубных пучков. Полное гидравлическое сопротивление пучка труб состоит из сопротивления трения, сопротивления давления и местных сопротивлений, вызванных изменением направления и величины скорости потока в межтрубном пространстве. К сопротивлению трения относится сопротивление самих труб и канала, в который они помещены. Важную роль играют и местные сопротивления, например сопротивление поворота, сопротивление в месте изменения сечения канала и т. д., вызывающие дополнительную потерю энергии. Анализируется влияние количества рядов, изменения физических свойств жидкости по глубине пучка, ускорения потока, обтекания пучка труб под углом, отличающимся от перпендикулярного, и другие факторы, которые следует учитывать при расчете гидравлического сопротивления пучков труб.

4.1. Законы трения

При изучении сопротивления плохообтекаемых тел, например пучков труб, важное значение имеет определение местных касательных напряжений по периметру трубы. Нулевое значение касательного напряжения, при котором происходит отрыв пограничного слоя, показывает величину зоны рециркуляционного течения на поверхности трубы, а также широко используется при анализе и обобщении местных характеристик сопротивления на гладких и шероховатых поверхностях теплообмена. Рассмотрим методы определения коэффициента трения при ламинарном и турбулентном течениях.

Сопротивление трения при ламинарном течении можно вычислить по распределению скоростей в пограничном слое на поверхности трубы. Местное касательное напряжение на поверхности трубы выражается уравнением Ньютона:

$$\tau_{wx} = \mu\,(\partial u/\partial y)_w, \tag{4.1}$$

а полное сопротивление трения — уравнением

$$\tau_w = b \sum_{s=0}^{l} \tau_{wx} \cos\varphi\, ds. \tag{4.2}$$

Здесь b — длина трубы; φ — угол между касательной к поверхности тела и направлением скорости набегающего потока (рис. 4.1); s — координата, измеряемая вдоль поверхности трубы,

$$dx = \cos\varphi\, ds,$$

где x — измеряется в направлении, параллельном направлению скорости набегающего потока. Тогда

$$\tau_w = b\mu \int_{x=0}^{l} (\partial u/\partial y)_w\, dx. \tag{4.3}$$

Интегрирование следует вести вдоль всей обтекаемой поверхности от лобовой критической точки, а в случае отрыва потока — до места отрыва. Как видно из уравнения (4.3), для определения сопротивления

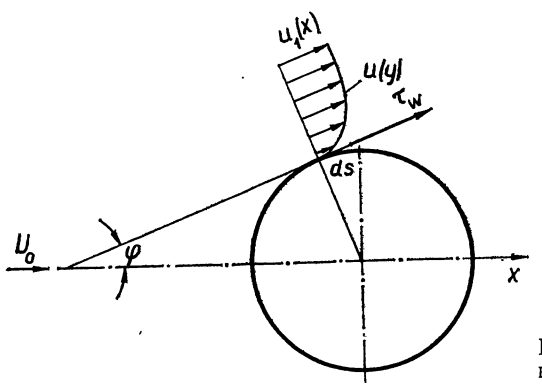


Рис. 4.1 К определению сопротивления трения на трубе

трения необходимо знать распределение скорости в пограничном слое, которое получается при решении уравнений пограничного слоя. Если на поверхности трубы происходит переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный, то интегрирование следует проводить до места

перехода, определить которое можно способами, описанными в работе [106].

В реальной жидкости вязкость способствует внутреннему трению. Диффузия полей при турбулентном течении приводит к возникновению сил трения.

Коэффициент динамической вязкости μ зависит от температуры и давления жидкости. Влияние давления до значения $150 \cdot 10^5$ Па можно не учитывать. Зависимость μ от температуры воды выражается формулой Пуазейля:

$$\mu = \frac{0{,}01789 \cdot 10^{-5}}{1 + 0{,}0337\, t + 0{,}00022\, t^2}. \tag{4.4}$$

Ниже приведены значения коэффициента μ, выраженного в пуазах (мкПа·с):

t, °C	0	10	20	30	40	50
$10^5 \cdot \mu$	0,01788	0,01306	0,01004	0,00801	0,00656	0,0055
t, °C	60	70	80	90	100	
$10^5 \cdot \mu$	0,00474	0,00408	0,00357	0,00314	0,00284	

Для газов и паров

$$\mu = \mu_0 (T/T_0)^{\omega}, \tag{4.5}$$

где ω изменяется от 0,5 до 1. Например, для воздуха при $T_0 = 273$ К $\omega = 0{,}76$, $\mu = 1{,}72 \cdot 10^{-5}$.

В международных нормативных материалах по вязкости воды и водяного пара при давлении до 100 МПа и температуре от 0 до 800°С [107] для расчета коэффициента динамической вязкости применяется интерполяционное уравнение

$$\mu = \mu_0 \exp\left\{(\rho/\rho^*) \sum_{i=0}^{5} \sum_{j=0}^{4} b_{ij} [(T^*/T) - 1]^i [(\rho/\rho^*) - 1]^j\right\}, \tag{4.6}$$

где μ — вязкость водяного пара в разреженном состоянии, мкПа·с; ϱ — плотность, кг/м^3; $\varrho^* = 317{,}763$ кг/м^3; T — абсолютная температура по Международной практической температурной шкале 1968 г., $T^* = 647{,}27$ К. Значения коэффициентов b_{ij} приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1. **Численные значения коэффициентов b_{ij} в уравнении (4.6)**

i	$j=0$	$j=1$	$j=2$	$j=3$	$j=4$
0	0,501938	0,235622	−0,274637	0,145831	−0,0270448
1	0,162888	0,789393	−0,743539	0,263129	−0,0253093
2	−0,130356	0,673665	−0,959456	0,347247	−0,0267758
3	0,907919	1,207552	−0,687343	0,213486	−0,0822904
4	−0,551119	0,0670665	−0,497089	0,100754	0,0602253
5	0,146543	−0,0843370	0,195286	−0,032932	−0,0202595

Далее рассмотрим сопротивление трения при турбулентном течении. Пульсации скорости при турбулентном течении приводят к появлению дополнительных турбулентных касательных напряжений

$$\tau_t = -\rho \overline{u' v'}. \tag{4.7}$$

Касательное напряжение определялось по результатам структурных измерений путем построения профиля полных касательных напряжений

$$\tau = \mu \frac{\partial u}{\partial y} - \rho \overline{u' v'} \tag{4.8}$$

и на основе численных и интегральных методов расчета уравнений движения и неразрывности.

Рассмотрим течение в двумерном турбулентном пограничном слое несжимаемой жидкости, которое развивается на обтекаемой трубе. Согласно теории пограничного слоя влияние трения наиболее существенно в тонком слое, прилегающем к обтекаемой поверхности, а пограничный слой тонок по сравнению с размером обтекаемого тела, и поперечный градиент скорости в пограничном слое намного больше продольного градиента скорости. Анализ течения ведется на основе дифференциальных уравнений двумерного пограничного слоя

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -\frac{dp}{dx} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} - \rho \overline{u' v'} \right), \tag{4.9}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \tag{4.10}$$

с граничными условиями:

при $y=0 \quad u=v=0, \quad \overline{u' v'}=0;$ (4.11)

при $y=\delta \quad u=u_1, \quad \overline{u' v'}=0.$ (4.12)

Для решения уравнений (4.9), (4.10) проводились экспериментальные исследования влияния градиента давления на распределение турбулентных характеристик поперек пограничного слоя и определялся параметр градиента давления

$$p^+ = \mu\,(dp/dx)/(\tau_w^{3/2}\,\rho^{1/2}), \tag{4.13}$$

до которого они могут быть применены.

Эффективная вязкость в пристенной области рассчитывалась по формуле [108]

$$\frac{\mu_{ef}}{\mu} = 1 + \varkappa^2 y^{+2}\,[1 - \exp(-y^+\sqrt{\tau^+}/A^+)]^2\,(du^+/dy^+), \tag{4.14}$$

где A^+ — константа, $\tau^+ = 1 + p^+ y^+$, $\tau^+ = \tau/\tau_w$.

В области развитого турбулентного течения согласно гипотезе Прандтля о длине пути перемешивания

$$\mu_{ef} = \rho l^2 \left| \frac{du}{dy} \right| \tag{4.15}$$

при следующих условиях:

при $0 < y \leqslant \lambda y_l/\varkappa$ $l = \varkappa y$;

при $y > \lambda y_l/\varkappa$ $l = \lambda y_l$.

Коэффициент эффективной вязкости

$$\mu_{ef} = \mu_t + \mu \tag{4.16}$$

в случае ламинарного течения совпадает с коэффициентом молекулярной вязкости μ; μ_t — коэффициент турбулентной вязкости жидкости; l — длина пути перемешивания; y_l — характерная толщина пограничного слоя. Константы $\varkappa$ и λ выбирались согласно условию наилучшего соответствия экспериментальным результатам в зависимости от p^+. В данных исследованиях обтекания трубы в пучке установлено, что λ изменяется от 0,10 до 0,14.

Профиль скорости для разных значений p^+ рассчитывался по зависимости

$$u_* = \int_0^{y_*} \frac{2\,(1 + p_*\,y_*)\,dy_*}{1 + \sqrt{1 + 4y_*^2\,(1 + p_*\,y_*)}\,[1 - \exp(-y_*\,\sqrt{1 + p_*\,y_*}/A_*]^2}, \tag{4.17}$$

где $y_* = \varkappa y^+$, $u_* = \varkappa u^+$, $p_* = p^+/\varkappa$, $A_* = \varkappa A^+$.

Определенные по (4.17) профиль скорости и коэффициент трения хорошо согласуются с экспериментальными данными при изменении p_*

от нуля до единицы. Местный коэффициент трения находился по расчетному профилю скорости на основе зависимости $\tau_w=\mu(\partial u/\partial y)$ или

$$c_f/2=\tau_w/\rho u_1^2, \tag{4.18}$$

где τ_w — местное касательное напряжение, определяемое по уравнению (4.1), u_1 — значение скорости на внешней границе пограничного слоя.

С приближением к месту отрыва потока p^+ увеличивается, поэтому результаты расчета по (4.17) отклоняются от экспериментальных данных.

Расчет коэффициента c_f для двумерного турбулентного пограничного слоя с градиентом давления проведен нами на основе интегрального метода расчета c_f, предложенного в работе [109] и основанного на применении уравнения движения в интегральной форме:

$$\frac{d\delta^{**}}{dx}+(2+H)\,\delta^{**}\,\frac{du_1/dx}{u_1}=\frac{c_f}{2}, \tag{4.19}$$

где δ^* — толщина вытеснения; δ^{**} — толщина потери импульса; $H=\delta^*/\delta^{**}$. Наилучшее соответствие результатов экспериментальным данным получено в том случае, когда при расчете использовались результаты измерения распределения скорости на внешней границе пограничного слоя $u_1(x)$, толщины потери импульса $\delta^{**}(x)$ и параметра $H(x)$.

Член $\partial[\overline{(u')^2}-\overline{(v')^2}]/\partial x$ не входит в уравнение (4.19), однако с приближением к месту отрыва его следует учитывать. Тогда

$$\frac{d\delta^{**}}{dx}+(2+H)\,\delta^{**}\,\frac{du_1/dx}{u_1}-\frac{1}{u_1^2}\,\frac{d}{dx}\int_0^\infty\left[\overline{(u')^2}-\overline{(v')^2}\,dy=\frac{c_f}{2},\right] \tag{4.20}$$

где $\overline{(u')^2}$ и $\overline{(v')^2}$ — усредненные значения квадратов продольной и поперечной составляющих пульсаций скорости.

Следует отметить, что по точности интегральный метод расчета пограничного слоя не уступает численному методу. Применительно к турбулентному пограничному слою и следу плохообтекаемых тел оба метода дают близкие результаты. Причем интегральные методы являются более простыми и позволяют экономить время, расходуемое на получение искомых величин.

Отметим также существенное различие в развитии характеров касательных напряжений при безградиентных и градиентных течениях. В случае безградиентного течения формпараметр $H\approx 1{,}4$ не изменяется, а коэффициент сопротивления трения имеет асимптотический характер относительно оси x. В потоках с отрицательным градиентом

давления H уменьшается, а в потоках с положительным градиентом давления увеличивается по направлению движения потока. При поперечном обтекании труб имеют место оба вида распределения градиента давления по направлению движения. В местах соударения и отрыва потока от поверхности трубы $c_f=0$, а после отрыва в рециркуляционной зоне становится отрицательным. С приближением к точке отрыва $c_f \to 0$, а H значительно возрастает (рис. 4.2, *а*). В проведенных исследованиях величина H изменялась в пределах 2,4—3,8. Однако,

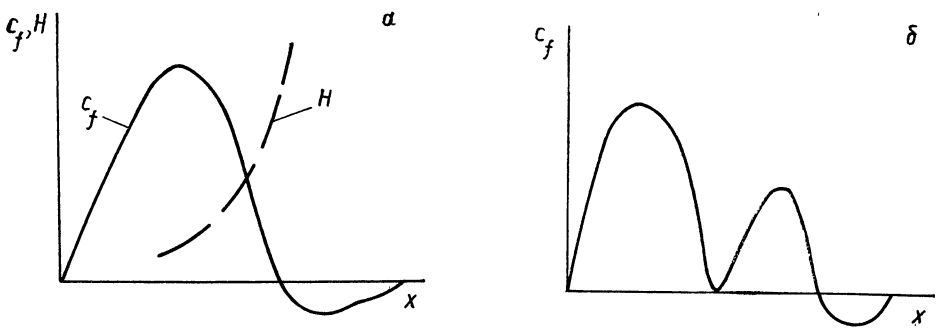


Рис. 4.2. Особенности распределения коэффициента трения при отрывных течениях

как показывают экспериментальные данные, в сечении отрыва H может принимать еще более высокие значения. Это можно объяснить тем, что в предотрывной области толщина пограничного слоя резко возрастает. Изучение закономерностей развития пограничного слоя в предотрывной области дает возможность управлять им, создавая пучки труб с минимальным гидравлическим сопротивлением.

Если известно распределение $u_1(x)$, $\delta^{**}(x)$ и $H(x)$, то для расчета места отрыва в пучках труб с точностью ~ 15—20% можно применять следующие критерии отрыва. В случае отрыва ламинарного пограничного слоя — критерии Твейтса—Керла и Скэна, Тани, Швеца и др., а при отрыве турбулентного пограничного слоя — критерии Бури, Грушвица, Гарнера и др. Их обычно можно применять как первое приближение для определения места отрыва.

При некотором расположении трубы в пучке после отрыва пограничного слоя может произойти его присоединение и повторный отрыв от поверхности по направлению течения. Такой характер течения отражается на распределении $c_f=f(x)$ (рис. 4.2, *б*).

При первом отрыве значение c_f может остаться положительным, что приводит к образованию небольшой местной рециркуляционной зоны. С приближением к месту отрыва пограничного слоя $c_f \to 0$, а H резко увеличивается. В современных методах расчета обычно принимается,

что отрыв наступает при изменении H в пределах от 1,8 до 2,4. Однако, как показывают данные, полученные при обтекании труб большого диаметра, H превышает значение 2,4. Следует отметить, что разница в значениях H приводит лишь к незначительным погрешностям при определении места отрыва, поскольку в этой области имеется большой градиент dH/dx. В исследованиях рассматривалась возможность применения известной зависимости [110]

$$c_f = 0{,}246 \cdot 10^{-0{,}678\,H}\,\mathrm{Re}_{\delta^{**}}^{-0{,}268} \qquad (4.21)$$

для определения $c_f = f(x)$ в случае обтекания труб большого диаметра ($\mathrm{Re}_{\delta^{**}} = u_1\,\delta^{**}/\nu$). Зависимость (4.21) связывает градиент давления с c_f при помощи параметра H, однако для области положительного градиента давления, особенно с приближением к месту отрыва, она дает завышенные значения c_f по сравнению с экспериментальными данными.

4.2. Сопротивление трубы в пучке

На трубы в поперечно обтекаемом пучке действует сила сопротивления, состоящая из суммы сил трения и сил давления. Сопротивление трубы в пучке характеризуется коэффициентом сопротивления трения c_f и коэффициентом сопротивления давления c_w. При небольших числах Рейнольдса силы инерции невелики по сравнению с силами вязкости, поэтому доминирует сопротивление трения. С увеличением Re роль инерционных сил возрастает, и при некоторых его значениях силами вязкости можно пренебречь. Тогда полное сопротивление будет зависеть лишь от сил давления. Например, для шахматных пучков при $\mathrm{Re} = 3 \cdot 10^5$ соотношение $c_f/c_w = 0{,}01$, а с увеличением Re оно становится еще меньше.

Сила трения направлена противоположно движению жидкости вблизи поверхности. С переходом течения в пограничном слое из ламинарного режима в турбулентный касательное напряжение значительно увеличивается. Различные факторы, возмущающие пограничный слой, ускоряют переход ламинарного режима течения в турбулентный и значительно увеличивают сопротивление трения.

Сопротивление тела зависит от его формы. Круглая труба является плохообтекаемым телом. Чтобы уменьшить сопротивление трубы, необходимо придать ей овальную форму, т. е. приблизить к удобообтекаемому профилю. Скорость на внешней границе пограничного слоя на поверхности плохообтекаемых тел значительно превосходит скорость набегающего потока U_0. В рециркуляционной зоне, в области кормовой критической точки скорость значительно меньше U_0, что приводит к изменению давления на поверхности тела и возникновению сопро-

тивления давления. Для удобообтекаемых тел основным сопротивлением является сопротивление трения, а для плохообтекаемых тел — сопротивление давления.

Коэффициент сопротивления трения обтекаемого тела находится по формуле

$$c_f = 2\tau_w/\rho\bar{u}^2, \tag{4.22}$$

где τ_w — касательное напряжение, определяемое по уравнению (4.3), $\bar{u}$ — средняя скорость в узком сечении пучка.

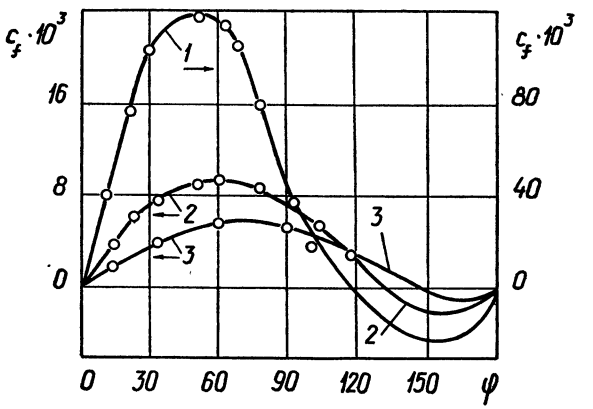


Рис. 4.3. Распределение коэффициента трения на поверхности трубы в шахматном пучке в зависимости от Re: ○ — расчет до места отрыва; *1* — пучок 1,5×1,5, Re=10^3; *2* — пучок 1,25×1,25, Re=10^5; *3* — пучок 1,25×1,25, Re=10^6

На рис. 4.3 приведены полученные экспериментальные значения коэффициента трения для шахматного пучка 1,5×1,5 при низких и средних значениях Re, соответствующие результаты расчета, а также данные работы [37] для шахматного пучка 2,0×1,4. В местах соударения и отрыва потока $c_f=0$. С увеличением φ значение c_f возрастает и в зависимости от Re достигает максимума при $\varphi\approx 50$—80°. После отрыва потока c_f приобретает отрицательные значения, незначительные по величине.

При одних и тех же значениях Re характер распределения коэффициента трения в первых рядах пучка, в сущности, иной, чем в глубинных рядах. На рис. 4.4 показано распределение коэффициента трения во втором ряду шахматного пучка 2,0×1,4 в докритическом и критическом режимах обтекания [37]. До $\mathrm{Re}<3\cdot 10^5$ от поверхности трубы начинает отрываться ламинарный пограничный слой (рис. 4.4, кр. *1*), а при $\mathrm{Re}>3\cdot 10^5$ происходят его отрыв и повторное присоединение, вследствие чего начинается переход ламинарного пограничного слоя в турбулентный слой, отрывающийся при более высоких значениях φ (рис. 4.4, кр. *2*). Такой характер течения наблюдается до $\mathrm{Re}<2\cdot 10^6$. С увеличением числа Рейнольдса ($\mathrm{Re}>10^6$) переход ламинарного те-

чения в турбулентное происходит без отрыва пограничного слоя (рис. 4.4, кр. *3*). Этого не наблюдается в глубинных (начиная с третьего) рядах пучка в указанном интервале Re, поскольку более высокая степень турбулентности, обусловленная наличием первых рядов пучка, способствует переходу из ламинарного пограничного слоя в турбулентный при более низких Re.

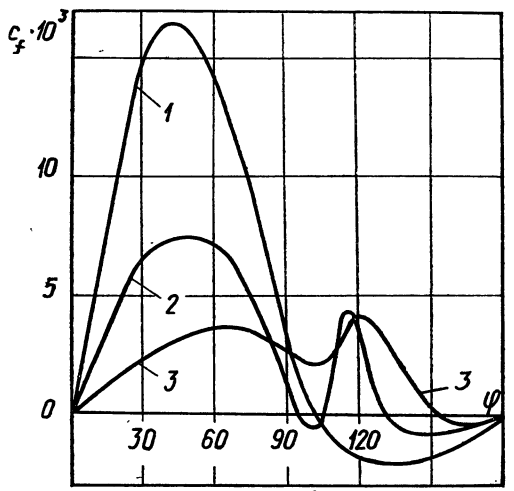


Рис. 4.4. Распределение коэффициента трения в шахматном пучке труб 2,0××1,4 при следующих значениях Re: *1* — $1{,}3 \cdot 10^5$; *2* — $3{,}9 \cdot 10^5$; *3* — $1{,}4 \cdot 10^6$, [37]

Научный и практический интерес представляет изучение влияния градиента давления на коэффициент сопротивления трения.

Зависимость $\zeta = f(\Gamma)$ (рис. 4.5), полученная для условий градиентного течения при обтекании трубы диаметром 150 мм, стоящей в одиночном ряду пучка труб, показывает значительное изменение коэффициента сопротивления трения с увеличением градиента давления, при котором

$$\zeta = (\tau_w/\rho u_1^2)\,\mathrm{Re}_{\delta^{**}}^{0,25}. \tag{4.23}$$

Кривая *1* на рис. 4.5 соответствует результатам расчета по уравнениям (4.18)—(4.21) при отрицательном и положительном градиентах давления. Для инженерных расчетов кривая *1* аппроксимируется уравнением [111]

$$\xi = \frac{0{,}0009565}{0{,}05934 - \Gamma} - 0{,}00291, \tag{4.24}$$

из которого следует:

$$\frac{c_f}{2} = \left(\frac{0{,}0009565}{0{,}05934 - \Gamma} - 0{,}00291\right) \mathrm{Re}_{\delta^{**}}^{-0,25}, \tag{4.25}$$

где $\Gamma=\left(-\frac{\delta^{**}}{\rho u_1^2}\frac{dp}{dx}\right)\mathrm{Re}_{\delta^{**}}^{0,25}$ — параметр градиента давления.

Коэффициент трения [112] (рис. 4.5, кр. *2*), полученный для изотермических условий при меньших значениях Г и аппроксимированный зависимостью

$$\frac{c_f}{2}=\frac{0{,}0128}{\mathrm{Re}_{\delta^{**}}^{0,25}}\left(\frac{2}{\sqrt{\bar{T}}+1}\right)\frac{1}{(1-\Gamma)^{20}}, \tag{4.26}$$

где $\bar{T}=T_w/T_f$ — температурный фактор, хорошо согласуется с результатами наших исследований.

При малых скоростях потока, когда силы инерции становятся равны силам трения, следует учитывать сопротивление трения пучка труб и канала, в который он помещен.

В случае изотермического течения в трубе или канале с пучком труб падение давления связано с трением о стенки. Оно определяется по формуле Дарси:

$$\Delta p=\xi\frac{L}{d_e}\frac{\rho\bar{u}^2}{2}, \tag{4.27}$$

где ξ — коэффициент сопротивления трения; L — длина канала; $d_e=4F/P$ — эквивалентный диаметр; F — поперечное сечение канала; P — периметр канала; $\bar{u}$ — средняя скорость движения жидкости.

При ламинарном течении ($\mathrm{Re}<2\cdot10^3$) коэффициент сопротивления трения не зависит от шероховатости стенки и определяется по формуле Пуазейля:

$$\xi=64/\mathrm{Re}. \tag{4.28}$$

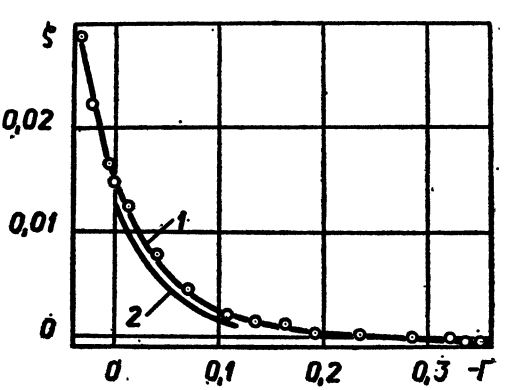


Рис. 4.5. Зависимость коэффициента трения от градиента давления: о — эксперимент; *1* — расчет, *2* — по работе [112]

Для технически гладких труб, коэффициент сопротивления которых не зависит от шероховатости, при $\mathrm{Re} \geqslant 2 \cdot 10^3$

$$\xi = 0{,}303/(\lg \mathrm{Re} - 0{,}9)^2, \tag{4.29}$$

а при $\mathrm{Re} = 4 \cdot 10^3 — 10^5$

$$\xi = 0{,}316/\sqrt[4]{\mathrm{Re}}. \tag{4.30}$$

Кривизна канала увеличивает его гидравлическое сопротивление, что учитывается поправочным коэффициентом

$$\Psi = \xi_c/\xi, \tag{4.31}$$

где ξ_c, ξ — коэффициенты сопротивления криволинейной и прямолинейной труб.

Поправочный коэффициент зависит от радиуса изгиба R и диаметра трубы d. При $3{,}0 < R/d < 12$

$$\Psi = 2{,}77\,(R/d)^{-0{,}346}, \tag{4.32}$$

а при $R/d > 12$ $\Psi = 1$.

При определении полного сопротивления пучков труб решающую роль играет коэффициент сопротивления давления, зависящий от числа Рейнольдса, положения трубы в пучке и относительных шагов пучка. Коэффициент сопротивления давления выражается

$$c_w = 2F_x/\rho \bar{u}^2 A, \tag{4.33}$$

где

$$F_x = \Delta A \sum_{i=1}^{n} P_i \cos \varphi, \tag{4.34}$$

$$\Delta A = \pi d L/n, \tag{4.35}$$

F_x — продольная составляющая сила давления, $A = Ld$ — поперечное сечение трубы, перпендикулярное направлению течения, L — длина трубы, ΔA — элемент поверхности трубы, заключенный между двумя его образующими, проходящими через середину двух измеряемых участков, n — число измеряемых участков, P_i — давление на поверхности трубы.

В глубинных рядах труб коридорных и шахматных пучков $2{,}0 \times 2{,}0$ коэффициент сопротивления давления (рис. 4.6) значительно уменьшается начиная от $\mathrm{Re} = 10^2$ и стабилизируется в интервалах $\mathrm{Re} = 3 \cdot 10^3 — 10^4$ и $10^5 — 10^6$.

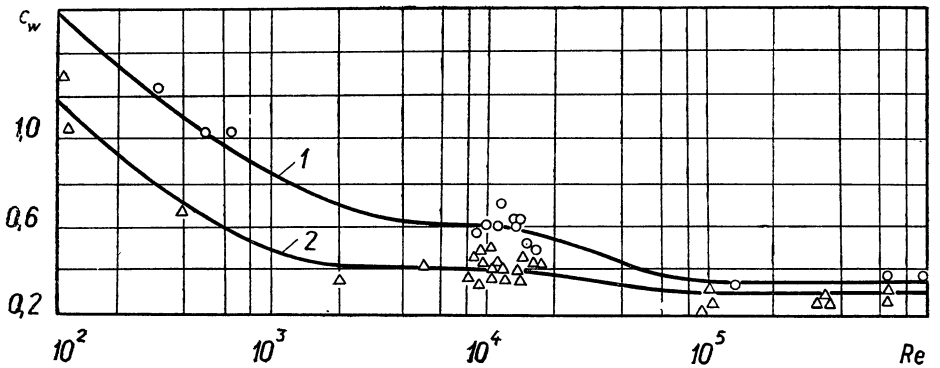


Рис. 4.6. Коэффициент сопротивления давления для глубинных рядов пучка 2,0×2,0 при шахматном *(1)* и коридорном *(2)* расположении труб

В шахматном пучке труб c_w выше, чем в коридорном, но начиная с $Re=10^5$ эта разница уменьшается и составляет примерно 10%. Следует отметить интересное явление гидродинамики, замеченное при изучении сопротивления пучка труб по отдельным рядам [94]. Во вто-

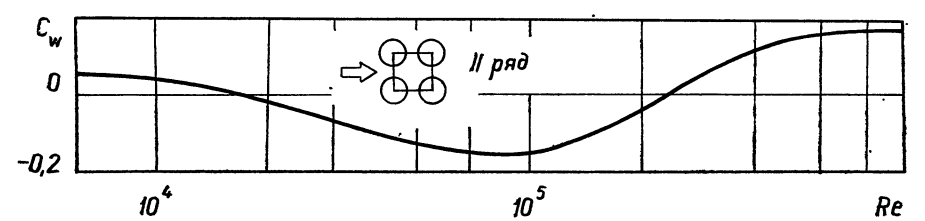


Рис. 4.7. Коэффициент сопротивления давления второго ряда коридорного пучка труб 2,0×2,0

ром ряду коридорного пучка 2,0×2,0 при Re от $\approx 1{,}8\cdot 10^4$ до $\approx 2{,}5\cdot 10^5$ коэффициент сопротивления давления имеет отрицательное значение (рис. 4.7). Это свидетельствует о том, что на трубы, стоящие во втором ряду, действует сила, направленная навстречу набегающему потоку. Такое явление можно объяснить тем, что трубы второго ряда находятся в следе труб первого ряда и значительная их часть подвергается воздействию сил возвратного течения.

4.3. Гидравлическое сопротивление пучков труб

По предложенным зависимостям и данным для определения коэффициента сопротивления трения и коэффициента сопротивления давления, приведенным на соответствующих рисунках, можно рассчитать

полное сопротивление отдельной трубы в пучке, а также сопротивление всей системы труб в широком интервале изменения чисел Рейнольдса. Однако при течении жидкости в межтрубном пространстве образуются значительные ускорения и замедления потока между отдельными рядами труб, ведущие к дополнительной потере кинетической энергии. Совокупность всех сопротивлений, возникающих при обтекании пучка труб, составляет его гидравлическое сопротивление. Следовательно, от компоновки труб в пучке зависит его сопротивление. Сопротивление пучка пропорционально числу рядов труб. С уменьшением числа рядов на общее сопротивление влияет дополнительная потеря кинетической энергии в первом ряду, а также потери при истечении жидкости из пучка. В малорядном пучке упомянутый фактор может играть существенную роль. На сопротивление теплообменного аппарата влияют и физические параметры теплоносителя.

С учетом вышесказанного в капельных жидкостях, плотность которых постоянна, перепад давлений в пучке можно определить функциональной зависимостью

$$\Delta p = f(\bar{u},\ s_1,\ s_2,\ d,\ z,\ \mu,\ \rho), \tag{4.36}$$

или в безразмерной форме:

$$\mathrm{Eu} = \varphi(\mathrm{Re},\ s_1/d,\ s_2/d,\ z). \tag{4.37}$$

В практических расчетах и при обобщении экспериментальных данных широко используется степенная форма зависимости (4.37):

$$\mathrm{Eu} = k\,\mathrm{Re}^r. \tag{4.38}$$

При обобщении экспериментальных данных с помощью зависимости (4.38) возникает необходимость выбора определяющей температуры, расчетной скорости, а также вопрос, каким количеством рядов определяется перепад давлений. Физические параметры в числах подобия принимаются по температуре набегающего потока. В случае неизотермических условий можно использовать одни и те же зависимости, принимая теплофизические свойства по средней температуре и давлению потока в пучке. За определяющую скорость следует принимать среднюю скорость на участке поверхности от передней критической точки трубы до $\varphi = 90°$. Тогда можно единообразно обобщить сопротивление пучков труб различной компоновки.

В пучках труб с $a > 1{,}25$ средняя скорость потока ближе к максимальной, поэтому при расчетах проще использовать максимальную скорость. В сжатых пучках труб, где $a < 1{,}25$, средняя скорость того же порядка, что и скорость набегающего потока, поэтому за расчетную можно принимать скорость потока перед пучком.

При обобщении опытных данных проще принимать максимальную скорость, которая используется в дальнейшем. За характерный размер следует принимать диаметр трубы, а за расчетную скорость — скорость в наименьшем проходном сечении. Обработанные таким образом результаты для пучков труб (за исключением сжатых пучков) довольно хорошо отражают истинный характер сопротивления.

Для выяснения зависимости гидравлического сопротивления пучков труб от скорости потока проанализируем связь между перепадом статического давления в пучке и скоростью.

При $Re < 2 \cdot 10^2$ сопротивление имеет характер вязкостного трения и прямо пропорционально скорости. С увеличением Re до 10^3 пропорциональность между Δp и $\bar{u}$ изменяется и в рассматриваемом случае для шахматных пучков принимает вид $\Delta p \approx \bar{u}^{1,3}$. Когда поток достаточно турбулизируется, к вязкостному трению добавляются потери кинетической энергии на образование вихрей, и пропорциональность между скоростью и сопротивлением в конечном итоге превращается в квадратичную. При такой пропорциональности между Δp и $\bar{u}$ число Эйлера (4.38) не зависит от числа Рейнольдса, что соответствует автомодельному процессу гидравлического сопротивления.

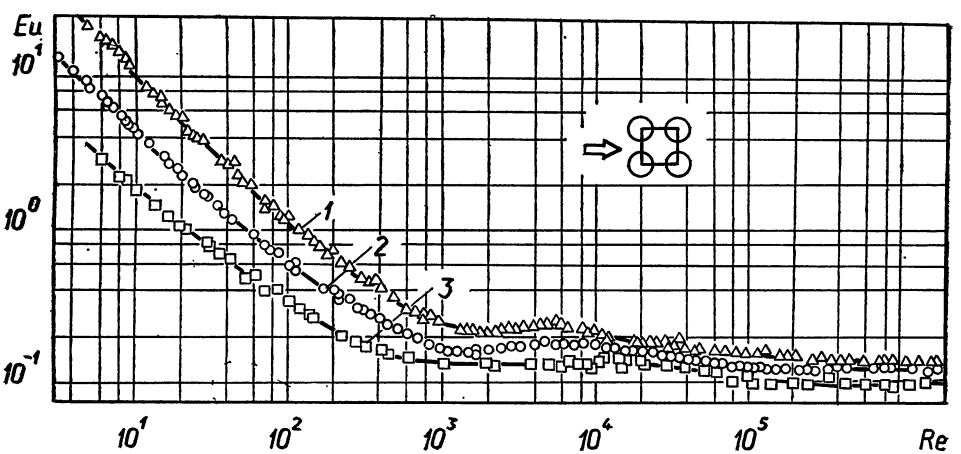


Рис. 4.8. Данные по гидравлическому сопротивлению характеристик коридорных пучков труб: *1* — 1,25×1,25; *2* — 1,50×1,50; *3* — 2,0×2,0

Как видно из представленных на рис. 4.8 и 4.9 обобщенных данных по сопротивлению характерных коридорных и шахматных пучков труб [6, 30, 31, 36, 113, 114], вычисленных для одного ряда согласно функциональной зависимости (4.38), сопротивление в основном зависит от относительного поперечного шага и с его уменьшением возрас-

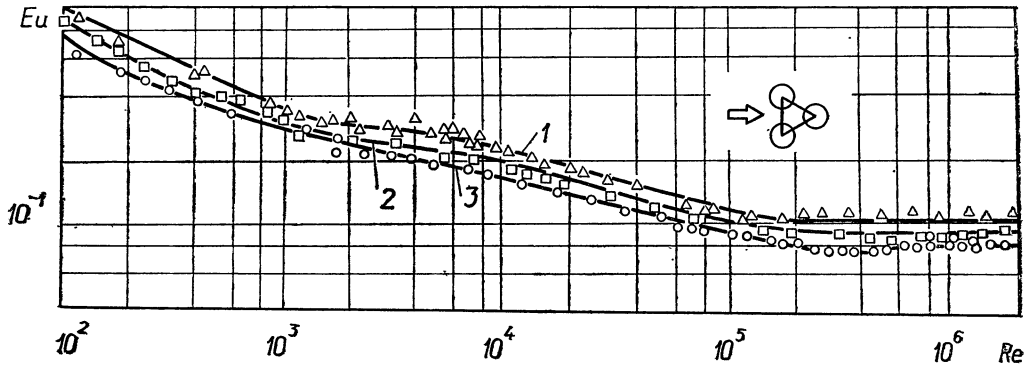


Рис. 4.9. Данные по гидравлическому сопротивлению характерных шахматных пучков труб: *1* — 1,30×1,30; *2* — 1,50×1,50; *3* — 2,0×2,0

тает. С увеличением относительного продольного шага пространство для завихрения расширяется, что в ряде случаев влияет на сопротивление. Это зависит от компоновки пучка и режима обтекания. Изменение сопротивления в зависимости от числа Рейнольдса в зоне преобладающего ламинарного обтекания имеет один характер, в переходной зоне — другой и т. д.

Сопротивление коридорных пучков труб при $Re<10^3$ носит ламинарный характер. Показатель степени r в уравнении (4.38) зависит от расположения труб в пучке и относительных шагов $a\times b$. При низких значениях Re показатель степени r для коридорных пучков труб имеет значение от —0,75 до —0,96. С увеличением Re значение r уменьшается до 0,5. Аналогичный показатель степени при низких значениях Re получен и для шахматных пучков труб. В этом интервале чисел Re ($Re<10^3$) сопротивление шахматных пучков в основном зависит от наименьшего проходного сечения и с его уменьшением увеличивается. Исключение составляет пучок 2,10×0,61, в котором диагональный шаг меньше поперечного. В межтрубном пространстве места завихрений и сопротивление, особенно при меньших значениях Re, носят вязкостный характер.

В интервале Re от 10^3 до 10^4 сопротивление коридорных пучков труб зависит только от поперечного шага. В интервале Re от 10^4 до $2\cdot10^5$ устанавливается ярко выраженная область смешанного обтекания, и зависимость сопротивления от Re становится степенной, причем показатель степени при Re зависит от компоновки пучка.

Для коридорных пучков труб этот показатель степени изменяется в зависимости от продольного (b—1) и поперечного (a—1) относительных зазоров.

В шахматных пучках переход от ламинарного обтекания к смешанному происходит в основном при $Re \approx 10^3$. Исключение составляют пучки с наименьшим проходным сечением по диагонали, в которых переход происходит при $Re \approx 5 \cdot 10^2$.

После перехода к смешанному обтеканию с увеличением числа Рейнольдса до 10^4 число Эйлера постепенно снижается, а затем несколько повышается.

С увеличением продольного шага шахматного пучка возрастает сопротивление, поскольку на него в основном влияет величина межтрубного пространства, в котором происходит завихрение. С уменьшением продольного шага резко изменяется проходное сечение, поэтому влияние конфигурации на сопротивление таких пучков определяется только величиной шага по диагонали (сказанное действительно при $a<2$).

При большом поперечном шаге ($a>2$) в шахматном пучке труб основной поток протекает между продольными рядами и обтекание уподобляется обтеканию коридорных пучков труб.

При Re от $6 \cdot 10^2$ до $7 \cdot 10^3$ сопротивление пучков, трубы в которых расположены по вершинам равностороннего треугольника, можно описать формулой для одного ряда:

$$Eu = 0{,}71\,(a-1)^{-0{,}33}\,Re^{-0{,}15}, \qquad (4.39)$$

а при Re от $7 \cdot 10^3$ до $2 \cdot 10^5$ — формулой

$$Eu = 2{,}6\,(a-1)^{-0{,}25}\,Re^{-0{,}29}. \qquad (4.40)$$

С увеличением Re коэффициент сопротивления многорядных шахматных пучков труб постепенно падает, и при критическом $Re \approx 2 \cdot 10^5$ выражается зависимостью, соответствующей автомодельному процессу.

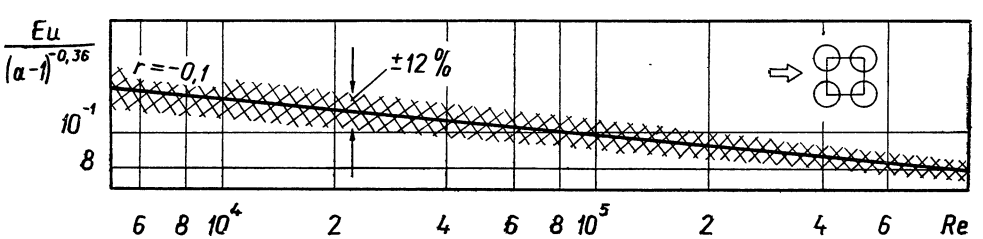


Рис. 4.10. Обобщенные результаты по гидравлическому сопротивлению компактных коридорных пучков труб

Сопротивление пучка труб имеет несколько иной характер по сравнению с сопротивлением одиночного ряда труб, поскольку важную роль играет турбулизация потока впередистоящими трубами.

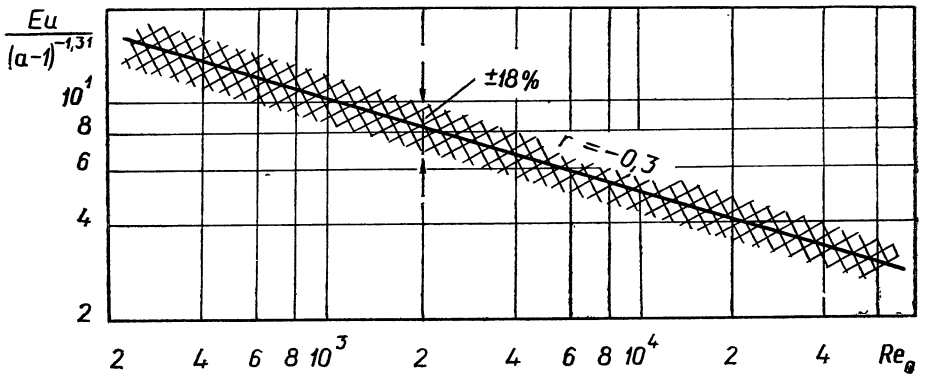


Рис. 4.11. Обобщенные результаты по гидравлическому сопротивлению сжатых коридорных пучков труб

Зона перехода к автомодельному характеру сопротивления зависит от величины межтрубного пространства. Тесные шахматные пучки можно представить как определенное количество препятствий — сужений и расширений, обусловливающих вихреобразование, поэтому в таких пучках с $a \times b < 1{,}7$ значительно сокращается зона перехода к автомодельному характеру сопротивления.

В менее тесных пучках, например с $a \times b = 2{,}2 \times 1{,}3$ и $2{,}48 \times 1{,}28$, переход к автомодельному течению затягивается. Это указывает на то, что при более высоких Re пучки с $a \times b > 1{,}7$ способны резко стабилизировать течение.

Для ряда областей новой техники большой интерес представляют компактные пучки, в которых расстояние между трубами равно нескольким миллиметрам или даже долям миллиметра. В ИФТПЭ АН ЛитССР получены данные по коэффициенту гидравлического сопротивления пучков труб, диаметр которых и расстояние между трубами были значительно уменьшены, в результате чего коэффициент компактности увеличился. Исследовались коридорные пучки труб с $a \times b = 1{,}4 \times 1{,}12$; $1{,}3 \times 1{,}12$; $1{,}2 \times 1{,}12$; $1{,}2 \times 1{,}09$ в докритическом и критическом режимах обтекания (рис. 4.10). Результаты, обобщенные по $\mathrm{Eu} = f(\mathrm{Re})$, аппроксимируются зависимостью

$$\mathrm{Eu} = 0{,}307\,\mathrm{Re}^{-0{,}1}\,(a-1)^{-0{,}36}. \qquad (4.41)$$

Получены также данные по коэффициенту гидравлического сопротивления коридорных пучков труб, размеры которых уменьшены еще больше (рис. 4.11). Это пучки, у которых поперечные и продольные шаги незначительно отличаются от единицы ($1{,}005 \times 1{,}005$, $1{,}01 \times 1{,}01$) и увеличиваются до $1{,}05 \times 1{,}05$. Как показал анализ эксперименталь-

ных данных, для таких пучков важно выбрать обобщающую скорость. При расчете гидравлического сопротивления пучков труб с относительными шагами нормальной плотности, т.е. $a \times b > 1{,}1 \times 1{,}1$, с учетом максимальной скорости получаются неточные результаты для пучков с $a \times b < 1{,}1 \times 1{,}1$. Поэтому для обобщения гидравлического сопротивления таких пучков следует использовать среднеинтегральную скорость или скорость набегающего потока, поскольку в плотных пучках ($a \times b < 1{,}1 \times 1{,}1$) часть трубы, обтекаемая с максимальной скоростью, занимает незначительную область по сравнению с той, которая обтекается со скоростью, более близкой к скорости набегающего потока или среднеинтегральной скорости. Обобщение данных по коэффициенту гидравлического сопротивления коридорных пучков труб с относительными шагами, изменяющимися от $1{,}005 \times 1{,}005$ до $1{,}05 \times 1{,}05$, в числах подобия велось по скорости набегающего потока. Теплофизические свойства по-прежнему принимались по температуре набегающего потока. Результаты по гидравлическому сопротивлению аппроксимировались зависимостью

$$\mathrm{Eu}_0 = 80{,}42\,\mathrm{Re}_0^{-0{,}3}\,(a-1)^{-1{,}31} \qquad (4.42)$$

с точностью $\pm 12\%$.

Рассмотрим процесс сопротивления в критическом режиме обтекания в зависимости от числа рядов в пучке. Экспериментальные данные показывают, что сопротивление одного ряда труб шахматных пучков аналогично сопротивлению одиночной трубы, т.е. при критических Re оно вначале падает, а с увеличением Re несколько повышается.

С ростом количества поперечных рядов труб число Эйлера всего пучка возрастает. Среднее его значение для одного поперечного ряда

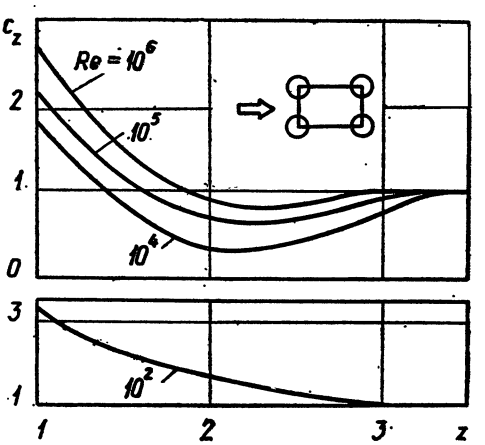


Рис. 4.12. Поправочный коэффициент c_z для расчета гидравлического сопротивления первых рядов труб коридорных пучков

труб определяется делением величины Eu всего пучка на количество рядов. Как показывают исследования, сопротивление первых рядов труб отличается от полученной таким образом величины Eu. Поэтому для определения сопротивления первых рядов коридорных и шахмат-

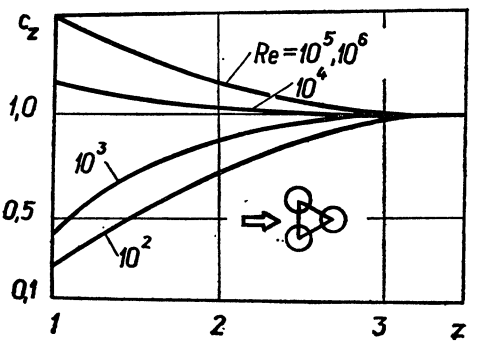


Рис. 4.13. Поправочный коэффициент c_z для расчета гидравлического сопротивления первых рядов труб шахматных пучков

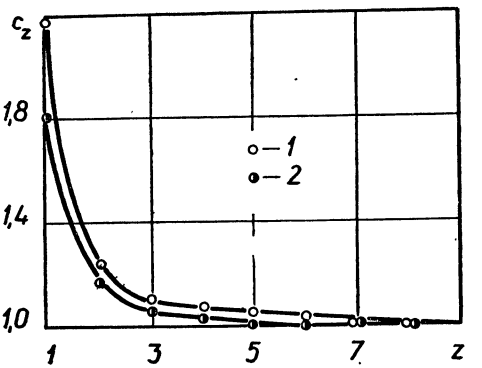


Рис. 4.14. Поправочный коэффициент c_z для расчета гидравлического сопротивления шахматных *(1)* и коридорных *(2)* малорядных пучков труб

ных пучков труб следует пользоваться поправочным коэффициентом c_z (рис. 4.12 и 4.13), который находится делением Eu_z отдельных рядов на среднее значение Eu многорядного пучка, отнесенное к одному ряду труб:

$$c_z = Eu_z/Eu. \qquad (4.43)$$

Встречаются и малорядные пучки труб, в которых количество поперечных рядов изменяется от одного до шести. Для расчета гидравлического сопротивления таких пучков предлагается рис. 4.14, с помощью которого и по зависимости (4.38) можно определить Eu_z малорядного пучка. Заметного влияния числа Рейнольдса и шагов пучка на значение c_z не наблюдается.

4.4. Гидравлическое сопротивление наклонных пучков труб

Гидравлическое сопротивление пучков, трубы в которых наклонены к направлению потока под углом, как и пучков с поперечно обтекаемыми трубами, зависит от конфигурации пучков, величины относительных шагов, числа Рейнольдса, угла наклона труб и других факторов. Поэтому для расчета сопротивления таких пучков труб при-

меняются те же зависимости, что и в случае поперечно обтекаемых пучков труб с учетом угла наклона труб.

Установлено, что с уменьшением β при постоянной скорости потока гидравлическое сопротивление пучков труб уменьшается.

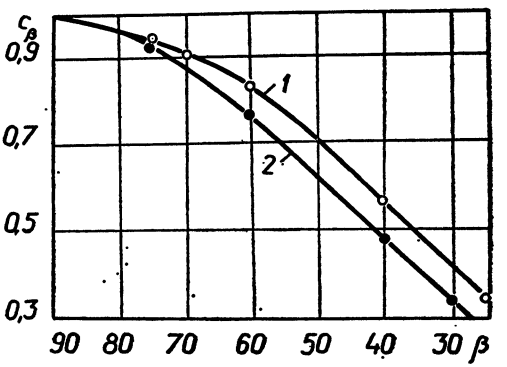


Рис. 4.15. Поправочный коэффициент c_β для расчета гидравлического сопротивления шахматного *(1)* и коридорного *(2)* пучков труб

При обобщении экспериментальных данных (рис. 4.15) при всех углах β за определяющую скорость в зависимости $Eu=f(Re)$ принималась скорость потока в минимальном сечении поперечного ряда труб, соответствующем $\beta=90°$. Уменьшение сопротивления пучков труб с $\beta<90°$ обусловлено изменением обтекания трубы при уменьшении угла ее наклона. Общее сопротивление трубы состоит из сопротивления трения и сопротивления давления, а с изменением β меняются соотношение этих составляющих и характер обтекания труб.

При продольном обтекании труб основная часть гидравлических потерь приходится на сопротивление трения, а при поперечном обтекании труб в области $Re>10^3$ — на сопротивление давления. Если при поперечном обтекании сопротивление давления составляет более 90% общего сопротивления трубы, то при $\beta<90°$ доля сопротивления трения увеличивается с уменьшением угла наклона труб. Однако сопротивление давления остается существенным вплоть до минимального значения угла β, равного 25°.

При обобщении данных по сопротивлению исследованных пучков труб с разными углами β и значениях Re до 10^5 показатель степени r при Re в уравнении (4.38) можно принимать таким же, что и для поперечно обтекаемых пучков труб. При изменении β в уравнении (4.38) меняется только значение константы k.

Для определения сопротивления наклонных пучков труб ($\beta<90°$) вводится коэффициент

$$c_\beta = Eu_\beta / Eu, \qquad (4.44)$$

учитывающий угол наклона труб к потоку. Он представляет собой соотношение чисел Эйлера при постоянной скорости набегающего потока. Таким образом, по данным для поперечно обтекаемых пучков труб и значению c_β можно найти сопротивление пучков при разных углах наклона труб к направлению потока. В исследованном диапазоне Re получено усредненное значение коэффициента c_β. Заметной зависимости c_β от Re и шагов пучка не обнаружено.

4.5. Гидравлическое сопротивление винтообразных пучков труб

В последние годы конструкторы энергонапряженных теплообменных устройств для обеспечения наибольшей эффективности и надежности технологических аппаратов все шире используют теплоотдающие поверхности сложной геометрии, в том числе и винтообразно профилированные трубы. Плотноупакованные пакеты таких труб, наряду с определенными теплогидравлическими достоинствами, имеют большое преимущество перед другими в том, что в них благодаря наличию большого количества точек касания между соседними трубами почти полностью исключается возможность вибраций отдельных элементов.

Для таких пучков трудно выбрать определяющий геометрический размер, так как величина проходного сечения, перпендикулярного набегающему потоку, переменна. Она периодически изменяется по синусоидальному закону с периодом, равным шагу закрутки s. Поэтому в проводимых исследованиях за определяющий размер выбран диаметр трубы-заготовки $d=d_e$, а за определяющую скорость — скорость в узком сечении пучка таких круглых труб [115], где d — диаметр трубы

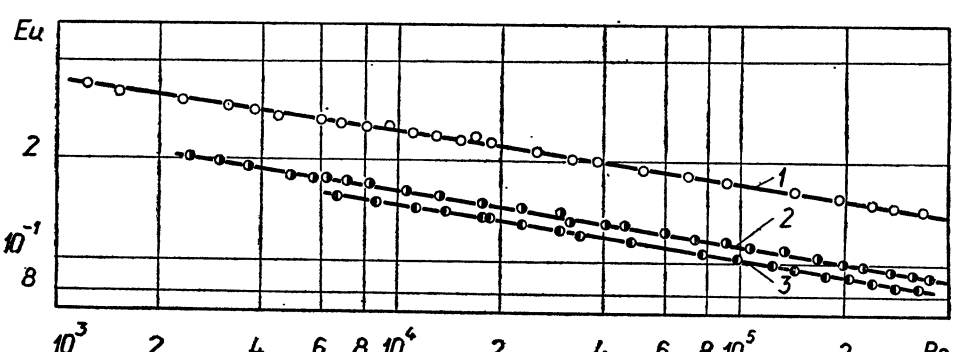


Рис. 4.16. Гидравлическое сопротивление винтообразных пучков труб: *1, 2* — коридорный пучок 1,0×1,0 с хаотичным и упорядоченным расположением труб соответственно; *3* — шахматный пучок 1,0×0,87 с упорядоченным расположением труб

заготовки, d_e — эквивалентный диаметр. Если определять поперечные и продольные относительные шаги по заготовке, т.е. по круглой трубе, то для коридорного расположения труб в пучке получим $a \times b = 1{,}23 \times 1{,}23$, а для шахматного — $a \times b = 1{,}23 \times 1{,}06$.

Разница в коэффициентах гидравлического сопротивления пучков с шахматным и коридорным расположением труб весьма незначительна (рис. 4.16).

При хаотичном расположении труб по углу поворота лопастей в коридорном пучке значение числа Эйлера значительно выше (примерно в 1,5 раза), чем при упорядоченном расположении. Этот факт объясняется тем, что при регулярном расположении труб, когда ширина пучка больше $1/2\ s$, проходное сечение в наиболее узком сечении не постоянно, а изменяется синусоидально. В точках касания соседних стержней оно равно нулю, а там, где плоские грани параллельны направлению набегающего потока, оно максимально. Во всех рядах пучка с упорядоченным расположением труб образуются как бы продольные сквозные каналы, в результате чего снижается сопротивление пучка. При хаотичном расположении труб таких сквозных каналов нет, и, следовательно, гидравлическое сопротивление пучка выше. Этот факт необходимо учитывать при проектировании теплообменных устройств из таких труб.

Из сопоставления результатов настоящего исследования с данными работ других авторов видно, что хаотичное расположение труб в пучке приводит к более высоким значениям числа Эйлера. Кроме того, зависимость коэффициента сопротивления пучков винтообразных труб от числа Рейнольдса значительно меньше.

При обобщении данных опытов в виде зависимостей $\mathrm{Eu} = f(\mathrm{Re})$ получены следующие результаты:

$$\mathrm{Eu} = 0{,}607\,\mathrm{Re}^{-0{,}154} \tag{4.45}$$

— для шахматного упорядоченного пучка,

$$\mathrm{Eu} = 0{,}688\,\mathrm{Re}^{-0{,}156} \tag{4.46}$$

— для коридорного упорядоченного пучка,

$$\mathrm{Eu} = 1{,}06\,\mathrm{Re}^{-0{,}156} \tag{4.47}$$

— для коридорного неупорядоченного пучка.

Формулы (4.45)—(4.47) применимы в интервале Re от 10^3 до $3 \cdot 10^5$.

В работе [116] приведены результаты экспериментального исследования теплоотдачи и гидравлического сопротивления двух пучков из профилированных винтообразных труб овального сечения, соприкасающихся с окружающими трубами через каждые полшага закрутки. Такая

конструкция очень компактна, исключает возможность вибрации труб, и по сравнению с широко применяемыми пучками гладких труб позволяет получить более равномерную температуру в поперечном сечении межтрубного пространства вследствие лучшего перемешивания потока. В этих пучках скорость и определяющий размер удобно определять по пористости пучка. Тогда

$$u_\psi = U_0/\psi, \tag{4.48}$$

а

$$d_\psi = \frac{4\psi}{1-\psi} \cdot \frac{V_1}{F} \cdot \frac{L'}{s_2}, \tag{4.49}$$

где

$$\psi = 1 - \frac{V_1}{V} \text{ — пористость пучка;} \tag{4.50}$$

V_1 — объем, занимаемый трубами; V — полный объем пучка; F — поверхность труб; L' — полупериметр трубы; s_2 — продольный шаг пучка. Здесь соотношение $l/0{,}25s$ для пучка труб с $s/d=6{,}1$ равно 10, а для пучка труб с $s/d=12{,}2-5$ (l — длина трубы, s — шаг закрутки труб). Установлено, что в интервале чисел Re_ψ от 10^3 до $4\cdot10^4$ гидравлическое сопротивление шахматного пучка с $s/d=12{,}2$ определяется с помощью выражения

$$\mathrm{Eu}_\psi = 1{,}84\,\mathrm{Re}_\psi^{-0{,}076}, \tag{4.51}$$

а с $s/d=6{,}1$ —

$$\mathrm{Eu}_\psi = 1{,}665\,\mathrm{Re}_\psi^{-0{,}060}. \tag{4.52}$$

Для сравнения результатов по гидравлическому сопротивлению, определенному по u_ψ и d_ψ, с вышеприведенными данными следует пользоваться зависимостями

$$\mathrm{Re} = \mathrm{Re}_x/2\,(a-1), \tag{4.53}$$

$$\mathrm{Eu} = \mathrm{Eu}_\psi/[a\psi/(a-1)]^2, \tag{4.54}$$

где значение ψ для пучков при $b>1$ равно

$$\psi = 1 - (\pi/4a). \tag{4.55}$$

4.6. Гидравлическое сопротивление теплообменных аппаратов других конструкций

В настоящее время ведется большая работа по увеличению эффективности поверхностей теплообмена энергетического оборудования и дальнейшему усовершенствованию его конструкций.

Для более экономичного использования топливно-энергетического баланса энергетического и промышленного оборудования широко используется подогрев воздуха выходящими газами. Обычно для этого применяются трубчатые подогреватели воздуха для поперечного или продольного потока газа. Лучшие экономические показатели по теплообмену, весу и габаритам получаются в случае применения теплообменных устройств из профильных листов. Такие теплообменники компактны, так как линейные размеры каналов невелики. Рекомендуется также изготовлять теплообменные поверхности с двусторонним оребрением.

В транспортной энергетике основное внимание обращается на вес теплообменника, его объем и потери мощности на передвижение теплоносителя. В теплообменных транспортных установках обычно используются два вида теплоносителей: жидкости (вода, антифриз, жидкие металлы и др.), имеющие высокий коэффициент теплоотдачи, и воздух или другой газ, коэффициент теплоотдачи которых значительно меньше. Очевидна необходимость интенсификации процесса теплоотдачи, которая достигается: увеличением скорости теплоносителя, уменьшением гидравлического диаметра каналов, турбулизацией потока, а также увеличением теплообменной площади со стороны теплоносителя, имеющего меньший коэффициент теплоотдачи.

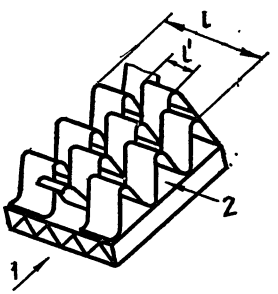


Рис. 4.11. Схема пластинчато-ребристого теплообменника

Поэтому на транспорте целесообразно применять пластинчато-ребристые теплообменники (рис. 4.17), в которых жидкость протекает в каналах треугольного профиля *(1)*, а газ — по каналам, образованным поверхностями *(2)*. Гидравлическое сопротивление таких теплообменников определяется по формуле

$$\xi_0 = 2\Delta p d_e / \rho \bar{u}^2 l, \qquad (4.56)$$

где ξ_0 — полный коэффициент гидравлического сопротивления воздуха в теплообменнике с учетом потерь на трение на входе и выходе, $\Delta p = p_1 - p_2$ — полное гидравлическое сопротивление воздуха; p_1 — давление на входе; p_2 — давление на выходе; d_e — эквивалентный диаметр; l — длина канала; ρ — плотность воздуха; $\bar{u}$ — скорость воздуха, соответствующая среднеарифметическому значению температуры и давления воздуха в теплообменнике.

Коэффициент сопротивления трения

$$\xi = 2\Delta p d_e / \rho \bar{u}^2 l, \tag{4.57}$$

где Δp — потери давления воздуха на трение в каналах теплообменника.

Согласно работе [117], при обобщении материала экспериментальных исследований получена следующая зависимость для расчета полного гидравлического сопротивления пластинчатых теплообменников:

$$\xi_0 = 10{,}5\,(d_e/l')^{1{,}26}\,\mathrm{Re}^{-0{,}52\,(d_e/l')^{0{,}29}}. \tag{4.58}$$

Геометрические параметры 16 типов теплообменников изменялись в широких пределах в интервале Re от 1500 до 10 000 и параметра рассечения l'/d_e от 1,68 до 20,9 (l' — длина рассечения канала, см. рис. 4.17). Коэффициент компактности таких теплообменников достигал ≈ 1000 м^2/м^3.

В работе [118] проведены исследования гидравлического сопротивления пучка, состоящего из одного ряда симметрично установленных друг за другом труб в канале круглого поперечного сечения, в диапазонах

$$0{,}08 < \frac{d}{D} < 0{,}35,\ 1{,}3 \leqslant \frac{s}{d} \leqslant 4{,}5 \text{ и } 2{,}5 \cdot 10^4 < \mathrm{Re}_0 < 3{,}5 \cdot 10^5,$$

где d/D — отношение диаметра трубы к диаметру канала; s/d — относительный шаг пучка; z — количество труб в пучке. Получена зависимость для расчета коэффициента гидравлического сопротивления. Для обобщения данных использовались скорость потока на входе U_0 и диаметр трубы d.

4.7. Дополнительные гидравлические сопротивления в теплообменниках

Как правило, в межтрубном пространстве реальных кожухотрубных теплообменников существуют вынужденные перетоки теплоносителя. Наличие разных технологических зазоров, а также холостых перетоков влияет на гидродинамические характеристики теплообменника.

Суммарное сопротивление межтрубного тракта теплообменного устройства с перегородками типа «диск—кольцо» и шахматным расположением труб в пучке, отнесенное к скорости потока в среднем минимальном сечении пучка, согласно работе [119], выражается уравнением

$$\Delta p_\Sigma = \Delta p + \Delta p_0 + \frac{n_x}{2}\,\Delta p_1 + \left(\frac{n_x}{2} - 1\right)\Delta p_2, \tag{4.59}$$

где Δp_Σ — суммарное сопротивление межтрубного тракта; Δp — перепад давлений через пучок по (4.38); Δp_0 — сопротивление патрубков; Δp_1 —

сопротивление центральных поворотов; Δp_2 — сопротивление кольцевых поворотов; n_x — число ходов в межтрубном тракте. Сопротивление патрубков составляет незначительную часть общего сопротивления и может быть определено так же, как и в случае отверстия с острыми кромками ($\xi_0 \approx 1{,}55$). В диапазоне Re от 40 до $5 \cdot 10^5$ $\xi_1 = \xi_2 = 1{,}9$ и не зависит от Re.

В кожухотрубном теплообменнике с перегородками типа «диск—кольцо» имеют место перетоки теплоносителя между кольцевыми перегородками и корпусом (в обход пучка труб) и через зазоры около труб в кольцевых и дисковых перегородках. Для учета их влияния на характеристики теплообмена необходимо знать сечения и коэффициенты сопротивления зазоров, определяемые согласно работе [119] по зависимости

$$\xi = 2\Delta p/\rho \bar{u}^2 = (180/\mathrm{Re}) + 1{,}55. \qquad (4.60)$$

Количество жидкости, перетекающее через зазоры, находится методом последовательного приближения по известным сечениям и величинам скоростей перетока теплоносителя через зазоры, определяемым соответствующими перепадами давлений, и коэффициентом сопротивления зазоров (4.60). Применение уплотнений, устраняющих перетоки теплоносителя, улучшает работу кожухотрубных теплообменников.

В гидравлическое сопротивление входят также местные сопротивления, обусловленные внезапным расширением или сужением канала, преодолением отдельных препятствий, поворота и др. Местные сопротивления рассчитываются по формуле

$$\Delta p = \zeta(\rho \bar{u}^2/2), \qquad (4.61)$$

где ζ — коэффициент местного сопротивления, определяемый согласно работе [120].

4.8. Мощность, расходуемая на передвижение теплоносителя

В пучке труб эта мощность пропорциональна объемному расходу жидкости и перепаду давлений Δp:

$$N = V\Delta p. \qquad (4.62)$$

Для практических расчетов вновь конструируемого теплообменного оборудования и его оптимальных конструктивных характеристик необходимо знать мощность, расходуемую на передвижение теплоносителя, отнесенную к теплообменной поверхности N_F и к теплообменному объему пучка N_v, выраженным через относительные шаги пучка с учетом

теплофизических свойств и чисел Рейнольдса. Выразим мощность формулой

$$N = f\bar{u}\Delta p, \tag{4.63}$$

где f — площадь сжатого сечения,

$$\Delta p = \mathrm{Eu}\,\rho\bar{u}^2 \tag{4.64}$$

— перепад давлений в пучке. Определим конструктивный параметр пучка по зависимости согласно [121]

$$f/F = (s_1 - d)\,l \cdot z_1/\pi d l z_1 z = (s_1 - d)/\pi\, dz, \tag{4.65}$$

где l — длина трубы; z_1, z — количество труб в ряду и количество рядов соответственно. Тогда N_F и N_v можно выразить формулами:

$$N_F = [(a-1)/\pi d^3 z]\,\nu_f^3\,\rho_f\,k\,\mathrm{Re}_f^{3+r}, \tag{4.66}$$

$$N_v = [(a-1)/abd^4 z]\,\rho_f\,\nu_f^3\,k\,\mathrm{Re}_f^{3+r}, \tag{4.67}$$

где k, r — константа и показатель степени в уравнении (4.38).

Как видно из уравнений (4.66) и (4.67), мощность, расходуемая на передвижение теплоносителя, тесно связана с относительными шагами пучка и диаметром труб при данном числе Рейнольдса и теплофизических

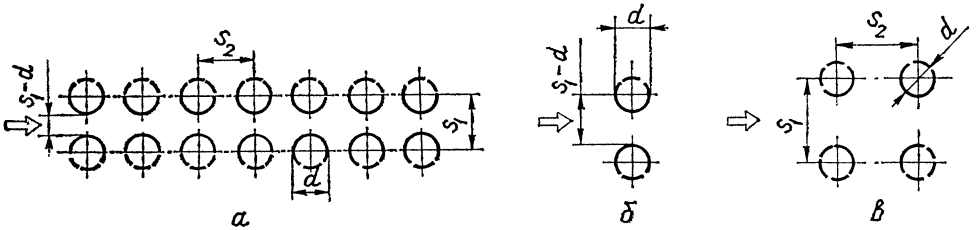


Рис. 4.18. Схема одиночного канала пучка (*а*), одного ряда пучка (*б*) и элемента пучка (*в*)

свойствах теплоносителя. В предельном случае, когда Re равно нулю, мощность на передвижение теплоносителя в пучке труб не расходуется, и теплоперенос осуществляется только естественной конвекцией. При больших Re величина N_V резко возрастает, поскольку она пропорциональна значению Re в степени $3+r$. В теплообменнике, работающем при больших Re, единицей объема передаются значительные тепловые потоки, поэтому его можно спроектировать компактным и малогабаритным. В этой связи большой интерес представляет компактность теплообменного оборудования $\Pi = F/V$ (количество теплообменной поверхности в единице объема). Запись конструктивного параметра (4.65) соответствует одиночному каналу пучка, длина кото-

рого определяется комплексом $s_2(z-1)+d$ (рис. 4.18, *а*). С учетом конструктивного параметра f/F для одного ряда пучка труб (рис. 4.18, *б*), находящегося в канале, зависимость (4.65) принимает вид

$$f/F=(s_1-d)/\pi d, \tag{4.68}$$

где s_1-d — расстояние между трубами в минимальном проходном сечении, πd — длина поверхности труб, омываемой теплоносителем. При дальнейшем преобразовании получается соотношение относительных величин:

$$f/F=(a-1)/\pi. \tag{4.69}$$

Компактность пучка в выражении $\Pi=\pi d/s_1\cdot s_2$ представляет собой единичный элемент (рис. 4.18, *в*), т. е. отношение длины окружности трубы к площади прямоугольника со сторонами, равными поперечному (s_1) и продольному (s_2) шагам. После упрощения $\Pi=\pi d/s_1\cdot s_2$ получим

$$\Pi=\pi/abd, \tag{4.70}$$

откуда $\Pi abd=\pi=\text{const}$.

4.9. Влияние изменения физических свойств теплоносителя на гидравлическое сопротивление пучков труб

В процессе теплообмена в пограничном слое изменяются физические свойства теплоносителя, которые в зависимости от направления теплового потока увеличивают или уменьшают гидравлическое сопротивление пучков. Изменение физических свойств вязких жидкостей существенно влияет на сопротивление пучков труб при низких числах Рейнольдса. В неизотермических условиях это влияние учитывается согласно зависимости

$$\text{Eu}_f=\text{Eu}\,(\mu_w/\mu_f)^p, \tag{4.71}$$

где Eu_f — число Эйлера при нагревании или охлаждении жидкости, Eu — число Эйлера в изотермических условиях, μ_w, μ_f — динамическая вязкость при температуре стенки и потоков соответственно. Показатель степени p при соотношении μ_w/μ_f определяется по рис. 4.19. При $\text{Re}>10^3$ влияния неизотермичности на сопротивление не наблюдается. При больших Re в потоках вязких жидкостей влияние изменения физических параметров в пограничном слое на сопротивление незначительно, так как доля сопротивления поверхностного трения мала по сравнению с полным сопротивлением.

Теплофизические свойства воздуха с изменением температуры изменяются значительно меньше по сравнению с жидкостями, поэтому и вли-

яние неизотермичности на гидравлическое сопротивление пучка труб меньше. В работе [122] путем интегрирования распределения давления на поверхности трубы в глубинном ряду шахматного пучка по ее периметру определено влияние неизотермичности на c_w в потоке воздуха.

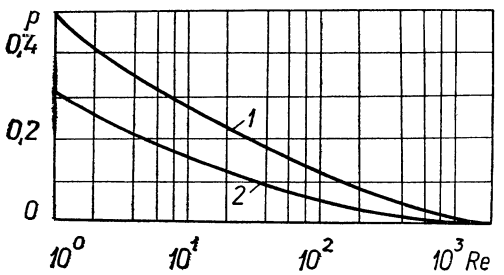


Рис. 4.19. Зависимость показателя степени p при μ_w/μ_f от Re: *1* — охлаждение; *2* — нагревание

С увеличением температурного фактора T_w/T_f от 1,2 до 2,3 c_w для труб глубинного ряда пучка 1,25×1,25 возрастает примерно на 16% в интервале Re от $2\cdot10^4$ до $1{,}1\cdot10^6$.

Если теплофизические свойства теплоносителя изменяются по глубине пучка, то необходимо учитывать их влияние на гидравлическое сопротивление пучка. Пучок труб, в котором происходит значительное изменение физических свойств жидкости, следует рассматривать как группу небольших пучков с лимитированным числом рядов. Физические свойства теплоносителя для каждого элементарного пучка труб определяются по усредненной температуре на входе и выходе из него. Таким образом, определяются гидравлические сопротивления элементарных пучков, а сумма этих сопротивлений соответствует сопротивлению всего пучка.

При течении газа в пучке в неизотермичных условиях изменяется его плотность. Ускорение газа, обусловленное изменением его объема, приводит к дополнительному гидравлическому сопротивлению в пучке, которое для канала постоянного сечения можно определить по формуле [123]

$$\Delta p = \rho_2 u_2^2 - \rho_1 u_1^2 = [(t_2 - t_1)/T_m]\,\rho_m u_m^2, \qquad (4.72)$$

где Δp — падение давления, вызванное изменением объема газа; t_1, ρ_1, u_1 и t_2, ρ_2, u_2 — температура, плотность и скорость газа во входном и выходном сечениях соответственно, $T_m = 273{,}15 + t_m$; $t_m = (t_1 + t_2)/2$ — средняя температура в пучке; ρ_m — плотность газа при t_m; u_m — средняя скорость газа при t_m. Значение Δp положительно в случае нагрева и отрицательно в случае охлаждения.

При неизотермичном течении газа в пучке, помимо сопротивления вследствие ускорения потока, существует сопротивление самотяги, которое вызывает подъемную силу. Если движение газа направлено вниз, то сила самотяги противодействует ему. Если же движение газа направлено *вверх, то сопротивление канала уменьшается на величину* Δp. Перепад давления из-за гравитационных сил можно выразить комплексом $\varrho g H \sin\vartheta$, где ϱ — средняя плотность в пучке, g — ускорение силы тяжести, ϑ — угол наклона потока к горизонтали. Гидравлическое сопротивление самотяги можно определить по формуле

$$\Delta p = (\rho_0 - \rho)\, g H \sin\vartheta, \tag{4.73}$$

где ϱ_0 — плотность окружающего воздуха.

4.10. Порядок расчета гидравлического сопротивления пучков труб

Для расчета сопротивления пучков наиболее удобно применять номограммы. Предлагаемые в настоящей работе номограммы составлены на базе номограмм из работы А. Жукаускаса, В. М. Макарявичюса и А. Шланчяускаса [31], а также новых экспериментальных данных, полученных в ИФТПЭ АН ЛитССР для потоков разных жидкостей. При больших значениях Re эти данные совпадают с результатами работ раз-

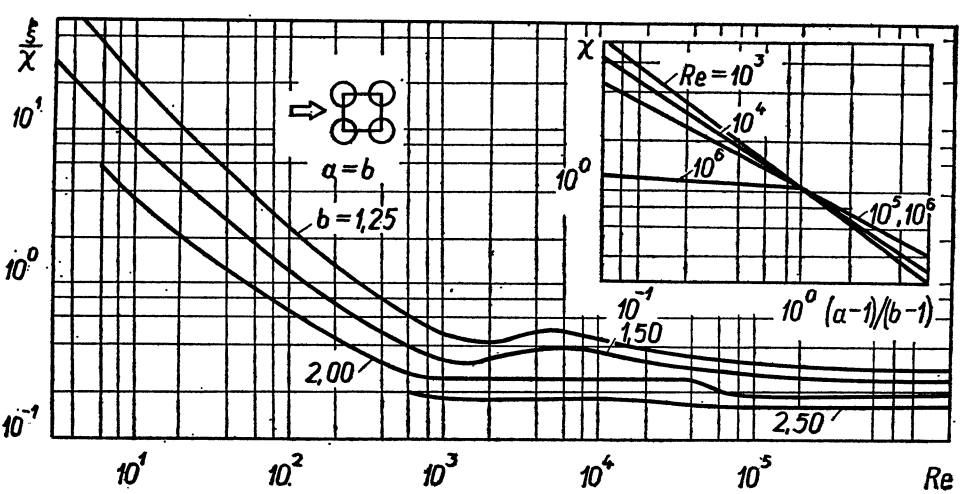


Рис. 4.20. Номограмма для определения коэффициента сопротивления коридорных пучков труб. Для основного графика определяющим является продольный относительный шаг b

личных авторов, а при малых — с результатами работы [124]. Номограммы составлены для коэффициента сопротивления $\xi = 2Eu$.

При разработке номограмм для коридорных пучков труб за основу принималось сопротивление пучков с расположением труб по вершинам квадрата. Определяющим служил продольный шаг. Для пучков с иными шагами в зависимости от их величины и числа Рейнольдса вводилась графически определяемая поправка.

При разработке номограммы для шахматных пучков труб за основу принимались пучки с расположением труб по вершинам равностороннего треугольника. Для пучков с иным расположением труб в основной график, учитывающий влияние поперечного шага, также вводилась поправка в зависимости от шагов и числа Рейнольдса.

На рис. 4.20 и 4.21 приведены номограммы для расчета среднего коэффициента сопротивления многорядных коридорных и шахматных пучков.

При определении по этим номограммам гидравлического сопротивления многорядного пучка труб следует пользоваться формулой

$$\Delta p = (\xi/\chi)\,\chi \cdot \frac{1}{2}\,\rho \bar{u}^2 \cdot z, \tag{4.74}$$

где $\bar{u}$ — скорость в наименьшем проходном сечении, а число Рейнольдса находится по этой скорости и диаметру трубы. При определении ко-

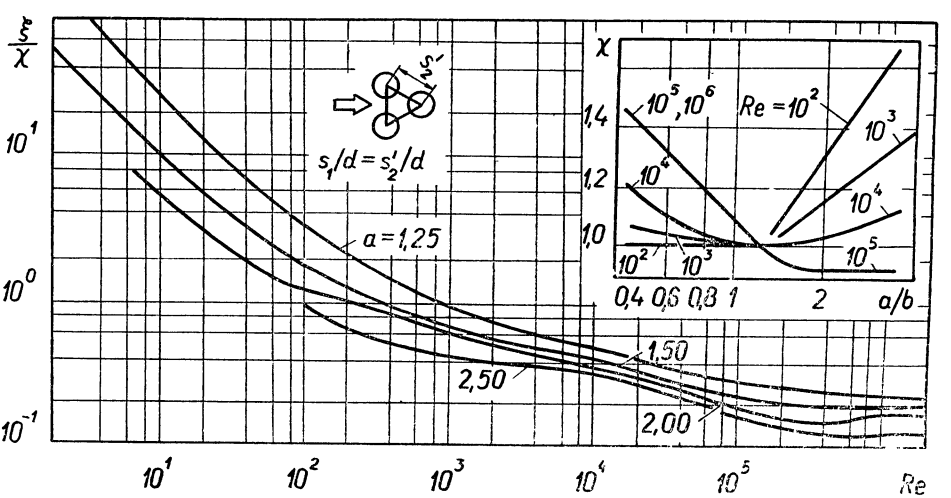


Рис. 4.21. Номограмма для определения коэффициента сопротивления шахматных пучков труб. Для основного графика определяющим является поперечный относительный шаг *a*

эффициента сопротивления ξ для коридорных пучков с любым расположением труб вначале определяется член ξ/χ по продольному относительному шагу b, затем по вспомогательному графику — множитель χ, после чего рассчитывается коэффициент сопротивления

$$\xi=(\xi/\chi)\chi.$$

Коэффициент сопротивления шахматных пучков труб определяется аналогично, только величина ξ/χ, как отмечено на номограмме (рис. 4.21), находится по значению поперечного относительного шага a.

Для расчета гидравлического сопротивления пучка труб из z рядов необходимо провести следующие операции:

1) определить физические свойства жидкости по температуре набегающего потока t_f, а если поток неизотермичный, то по среднеарифметическому значению $t_m=(t_1+t_2)/2$, где t_1, t_2 — температура потока на входе и выходе соответственно;

2) рассчитать по формулам (3.1) и (3.2) скорость в минимальном проходном сечении пучка;

3) определить число Рейнольдса ($\mathrm{Re}=\bar{u}d/\nu$);

4) по рис. 4.20 найти значение ξ/χ для одного ряда коридорных пучков, а по рис. 4.21 — для одного ряда шахматных пучков;

5) по рис. 4.20 и 4.21 определить значение χ для коридорных и шахматных пучков труб соответственно, а затем рассчитать Δp по формуле (4.74) и определить Eu;

6) определить значение Eu для z рядов согласно зависимости $\mathrm{Eu}_z=c_z\mathrm{Eu}$ на рис. 4.14;

7) если температура стенки отличается от температуры потока, то по рис. 4.19 определить экспоненту p, а по зависимости $\mathrm{Eu}_f=\mathrm{Eu}(\mu_w/\mu_f)^p$ — значение Eu_f;

8) учесть влияние изменения физических свойств в пучке, ускорения газа и самотяги на гидравлическое сопротивление пучка труб в канале;

9) учесть по рис. 4.15 и зависимости $\mathrm{Eu}_\beta=c_\beta\mathrm{Eu}$ влияние угла наклона труб в пучке;

10) по уравнениям (4.66)—(4.70) провести оптимизацию конструктивных характеристик пучков труб.

4.11. Пути дальнейшего совершенствования теплообменников

С увеличением компактности теплообменника, как правило, уменьшается удельный расход металла на единицу передаваемого тепла. Применение компактных теплообменников оправдывает себя в том случае, если одним из теплоносителей служит газ, а сами теплоносители являются достаточно чистыми и не вызывают коррозии поверхности.

Пути увеличения компактности теплообменников зависят от их назначения и конструкции. В пучках круглых гладких труб основным путем увеличения компактности является уменьшение диаметра труб.

В связи с этим в ИФТПЭ АН ЛитССР исследовалась теплоотдача труб малого диаметра (d=0,4—7 мм) в поперечном потоке газа с температурой от 1300 до 3200 К [125]. Кроме того, в потоке воды исследовались процессы теплообмена в трубах $d=2\times0{,}2$ мм, внутри которых устанавливались разные завихрители потока.

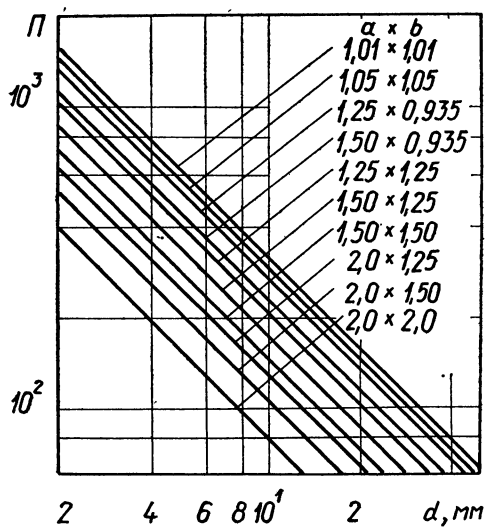


Рис. 4.22. Данные по компактности пучков труб

На рис. 4.22 представлена номограмма компактности пучков шахматного расположения в зависимости от диаметра труб и шагов. Однако увеличение компактности пучков труб с точки зрения энергетической эффективности имеет свои пределы. В работе [126] на основе анализа совокупности положительных и отрицательных факторов, действующих при повышении компактности коридорных симметричных ($a=b$) пучков, показано, что оптимальным будет пучок, имеющий относительные шаги $a\times b\approx1{,}1\times1{,}1$. Дальнейшее уменьшение шагов неэффективно. В средах, где есть опасность загрязнения теплообменника, приходится работать с менее эффективными компоновками пучков труб.

Эффективность компактных теплообменников заключается не только в уменьшении объема, но и в уменьшении удельного веса, расхода материала, в меньших затратах труда на их производство. Поэтому компактные теплообменники все шире применяются не только в транспортных системах, но и в криогенной технике, в различных электрон-

ных установках, в энергетике и в установках химической и нефтяной промышленности.

Весьма перспективными для изготовления компактных теплообменников являются углеграфитовые материалы, пластмассы, керамика. Применение пластмассовых труб малого диаметра позволяет конструировать гибкие компактные теплообменники, объем которых в 4—5 раз меньше объема металлических теплообменников той же производительности, а по весу они в 4—8 раз легче. При проектировании теплообменных аппаратов следует добиваться возможного уменьшения их габаритов, удельной металлоемкости, расходов на изготовление, эксплуатацию и ремонт. Особенно необходимо принимать во внимание стоимость электроэнергии на прокачку теплоносителей и затраты на соответствующее насосное оборудование.

Как видим, требования, предъявляемые к теплообменным аппаратам, разнообразны, а иногда и противоречивы. Обычно на основе сформулированной задачи выбирается одна или несколько возможных конструкций теплообменника и схем движения теплоносителей, а в конечном итоге получается оптимальное решение задачи. Иногда полученный конечный результат используется для формулировки новых исходных условий задачи использования влияния отдельных параметров для оптимизации всей системы в целом, а не только для выявления оптимальной конструкции теплообменника, основанной в некоторой степени на произвольном выборе начальных требований.

Если при создании теплообменного аппарата использованы новые конструктивные решения или теплообменник является «критической» частью всей технологической системы, то вначале изготовляется модель теплообменника, на которой проводятся испытания его гидравлической эффективности, устойчивости к воздействиям вибраций, колебаний давления и разных загрязнений.

Сравнение и оценка качества различных конструкций теплообменных аппаратов являются сложными задачами прежде всего из-за необходимости учета большого количества показателей, характеризующих теплообменный аппарат. Поскольку наиболее важным элементом теплообменника является поверхность теплообмена, то в первую очередь надо оценить основные ее свойства и полное гидравлическое сопротивление, а затем выбрать оптимальные конструктивные параметры.

5 Обтекание и сопротивление пучков шероховатых труб

Интенсификация переноса количества движения в окрестности стенки с целью повышения эффективности теплообменного оборудования является важной современной задачей. Один из способов достижения этой цели — применение шероховатых поверхностей. В настоящей главе рассмотрены особенности обтекания и сопротивление пучков шероховатых труб в поперечном потоке теплоносителя. Определена степень влияния формы, величины элементов шероховатости и плотности их расположения на поверхности трубы. Установлена оптимальная величина элементов шероховатости в зависимости от вязкости теплоносителя. Поперечное обтекание пучков труб относится к сложным течениям, так как на поверхности трубы наблюдаются ламинарный, переходный и турбулентный режимы течения, отрыв потока, а за ним — рециркуляционное движение. Шероховатость вносит дополнительные эффекты в это сложное течение. При проектировании нового современного оборудования необходимо знать местные характеристики течения на поверхности трубы. Поэтому рассмотрены полное и местное гидравлические сопротивления шероховатых пучков труб.

Технически гладкие трубы имеют некоторую начальную шероховатость, которая в процессе эксплуатации под воздействием движущегося теплоносителя или агрессивной среды может увеличиться.

5.1. Особенности обтекания элементов шероховатости

Шероховатость поверхности могут образовывать отдельные двумерные (рис. 5.1, *а*) и трехмерные (рис. 5.1, *б*) выступы. В зависимости от этого течение над элементом шероховатости и в его следе будет различным. Такие изолированные элементы шероховатости на поверхности играют роль местных интенсификаторов при безградиентном течении. Для изучения влияния шероховатости на течение необходимо выявить механизм обтекания одного элемента шероховатости и его влияние на пограничный слой.

К первым исследованиям обтекания отдельного элемента шероховатости следует отнести работы [127, 128] и др. В [127] при изучении обтекания куба, находящегося на гладкой поверхности, установлено, что в лобовой его части создается повышенное (относительно статического давления) давление, а в кормовой — пониженное, вследствие чего от последней периодически отрываются вихри.

В работе [128] выполнено тщательное исследование полусферических элементов шероховатости. Установлено, что при малой плотности

их расположения сопротивление отдельного элемента примерно равно сопротивлению подобного элемента в свободном потоке, если за скорость в расчетах принимать скорость, равную скорости у вершины элемента.

Исследование обтекания отдельных элементов шероховатости поверхности малых цилиндров диаметром 0,9 и 2 мм выполнено в работе [129]. Отмечено, что за низким элементом шероховатости образуется обширная область отрыва, которая не оказывает заметного влияния на профиль скорости. При обтекании более высокого элемента шероховатости профиль скорости изменяется, что вызывает переход ламинарного режима течения в турбулентный. При небольшом значении k/δ_k (k — высота элемента шероховатости, δ_k — толщина пограничного слоя над ним) пограничный слой отрывается над элементом шероховатости и вновь присоединяется к поверхности на некотором расстоянии, что вызывает возмущения. После его присоединения течение в пограничном слое становится турбулентным. При больших значениях k/δ_k переход происходит в отрывном слое до присоединения к поверхности.

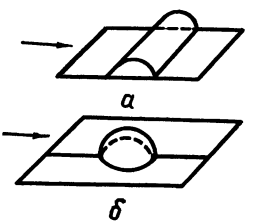


Рис. 5.1. Характерные элементы шероховатости: *а* — двумерные; *б* — трехмерные

Представляют интерес результаты работы [130], в которой измерялись профили скорости в различных сечениях перед и за элементом шероховатости произвольной удобообтекаемой формы высотой 6 мм и длиной 50 мм, находящимся на гладкой пластине. Профили скорости, измеренные в шести сечениях перед элементом шероховатости и на нем, показывают, что до места отрыва распределение скоростей соответствует турбулентному течению. Характер течения за элементом шероховатости удобообтекаемой формы высотой $k=5{,}2$ мм и длиной $l=35$ мм изучался в семи сечениях, начиная от сечения, содержащего элемент шероховатости, в котором распределение скоростей (рис. 5.2) несколько отличается от турбулентного, по-видимому, из-за соседнего сечения, в котором пограничный слой отрывается. После отрыва пограничного слоя профиль скорости значительно деформируется относительно распределения скоростей по закону степени 1/7. При обтекании отдельного элемента шероховатости профиль скорости сохраняет свой характер до места отрыва и заметно деформируется за этим элементом.

Изучение течения за отдельным выступом (элементом шероховатости) показывает, что высота выступа должна примерно соответствовать толщине пограничного слоя. При исследовании обтекания отдельных выступов цилиндрической формы высотой, равной диаметру конуса с углом 60° при вершине, коротких цилиндров, высота которых значи-

тельно меньше их диаметра, и элементов неправильной формы установлено [131], что характер возмущения течения за отдельным выступом мало зависит от формы изолированного элемента шероховатости. Визуализация течения за отдельными выступами показала, что вносимые ими возмущения значительно меньше габаритов самих выступов. В случае обтекания трехмерных элементов на поверхности в ближнем следе возникают спиральные вихри. Поэтому возмущение, вносимое двумерными и трехмерными выступами, может быть различным.

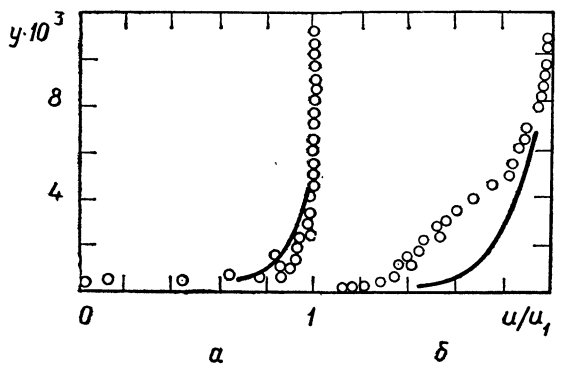


Рис. 5.2. Распределение скоростей при обтекании элемента шероховатости: *а* — над элементом шероховатости; *б* — после отрыва пограничного слоя. Кривые — закон 1/7 степени

Шероховатая поверхность способствует более раннему переходу течения из ламинарного режима в турбулентный, т. е. переход происходит при меньшем значении Re по сравнению с гладкой поверхностью. В пограничном слое, где $u\delta^{**}/\nu < 320$ (u — местная скорость, δ^{**} — толщина потери импульса), турбулентность не образуется. Каждый элемент шероховатости вызывает увеличение толщины потери импульса. Для перехода ламинарного течения в турбулентное должно выполняться условие $uk/\nu \geqslant 600$ для чисел Рейнольдса $ux_k/\nu < 10^5$, где x_k — местоположение элемента шероховатости.

Интенсивность возмущений зависит от формы элементов шероховатости и соотношения k/δ. При конструировании современного энергетического оборудования важно знать, до какого значения высота элементов шероховатости не влияет на переход ламинарного режима течения в турбулентный, поскольку определение места перехода имеет важное практическое значение.

Двумерная шероховатость при условии

$$u_{*k} k_1/\nu \leqslant 7$$

(где u_{*k} — динамическая скорость над элементом шероховатости, $u_{*k} = \sqrt{\tau_{wk}/\rho}$, τ_{wk} — касательное напряжение на стенке в ламинарном пограничном слое над элементом шероховатости, k_1 — допустимая вы-

сота шероховатости) не влияет на переход от ламинарного режима течения в турбулентный. Ее численное значение, равное 7, может изменяться до 20 в зависимости от формы элементов шероховатости. Для более удобообтекаемых элементов это значение выше, а для плохообтекаемых (или элементов с острыми вершинами) — меньше.

При продольном обтекании плоской пластины образуется ламинарный пограничный слой, профили скорости в котором, начиная от передней кромки пластины, аффинно подобны благодаря постоянству давления во внешнем течении. При обтекании пучка труб продольный градиент изменяется, переходя от отрицательного значения к положительному. Профили скорости в пограничном слое не являются аффинно подобными, поскольку градиент давления влияет на форму профиля скорости. Устойчивость пограничного слоя зависит от формы профиля скорости. В области отрицательного градиента давления профили скорости не имеют точки перегиба, а в области положительного градиента давления появляются профили с точкой перегиба, которые являются неустойчивыми. При обтекании плоской пластины устойчивость профиля скорости постоянна:

$$\mathrm{Re}_c = (U_0 \delta^*/\nu)_c = 420,$$

где Re_c — критическое число Рейнольдса. При отрицательном градиенте давления это число возрастает, а при положительном — уменьшается.

Таким образом, возмущение, вносимое в течение элементом шероховатости, должно рассматриваться как некоторая турбулентность. Шероховатость влияет на переход ламинарного режима течения в пограничном слое в турбулентный в зависимости от ее величины, числа Рейнольдса и относительных шагов. По результатам измерений (рис. 5.3)

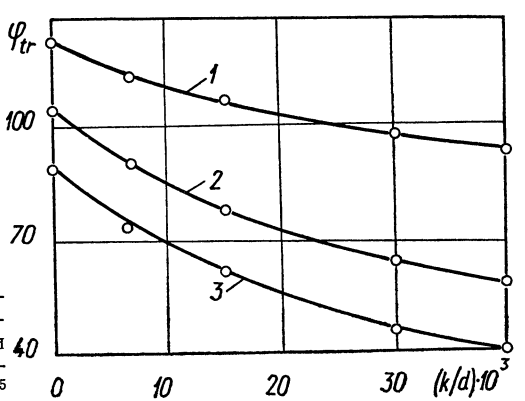


Рис. 5.3. Влияние шероховатости на переход ламинарного течения в турбулентное в шахматных пучках в зависимости от $a \times b$ и Re: *1* — 2,0×2,0; $5 \cdot 10^3$; *2* — 2,0×2,0; $2 \cdot 10^4$; *3* — 1,25×1,25; $2 \cdot 10^5$

установлено, что с увеличением шероховатости переход наступает значительно раньше. Кривые *1, 2* (рис. 5.3) относятся к одному и тому же пучку, но при различных Re. С увеличением Re переход также происходит раньше. Это связано с увеличением степени турбулентности в пучке. В компактном пучке (кр. *3*) на переход кроме шероховатости

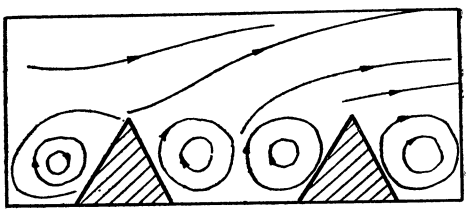


Рис. 5.4. Характер обтекания элементов шероховатости согласно работе [133]

оказывает влияние и степень турбулентности, которая с увеличением Re до $2 \cdot 10^5$ возрастает и при высоких значениях k/d переход наступает при $\varphi_{tr}=40°$ (кр. *3*).

Характер обтекания элементов шероховатости зависит от расстояния между ними. Если элементы шероховатости находятся на некотором расстоянии друг от друга, то между ними может возникнуть рециркуляционное течение, а с увеличением этого расстояния — присоединение потока к гладкой стенке и развитие течения от места их соударения (рис. 5.4).

Согласно имеющимся данным отрыв потока и его присоединение к стенке происходит на расстоянии 5—8 высот элемента шероховатости. Перед следующим выступом также образуется вихревая зона меньших размеров.

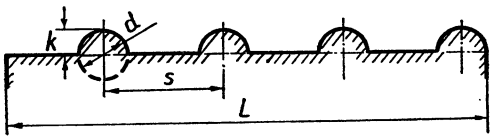


Рис. 5.5. Отдельные элементы шероховатости — полуцилиндры

Представляет интерес изучение сопротивления отдельных элементов шероховатости, регулярно расположенных на обтекаемой поверхности. В работе [132] рассматривается сопротивление обтекаемых полуцилиндров высотой $k=d/2$, расстояние между которыми s (рис. 5.5). Полное сопротивление поверхности таких элементов шероховатости состоит из сопротивления трения и сопротивления формы. В этом случае коэффициент сопротивления трения можно выразить зависимостью

$$c_f=\frac{0{,}664}{\sqrt{\mathrm{Re}_L}}\sqrt{\frac{L}{t+\frac{\pi}{2}d}}, \qquad (5.1)$$

считая, что течение между отдельными элементами шероховатости ламинарное. С учетом сопротивления формы

$$c_w = \frac{0{,}664}{\sqrt{\mathrm{Re}_L}} \sqrt{\frac{L}{t-d}} \left[1 + 0{,}082 \left(\frac{d}{L}\right)^2 \mathrm{Re}_L\right], \qquad (5.2)$$

где L — длина обтекаемой шероховатой поверхности, d — диаметр полуцилиндра, $\mathrm{Re} = U_0 L/\nu$, U_0 — скорость набегающего потока. Из уравнений (5.1) и (5.2) видно, что коэффициент полного сопротивления шероховатой поверхности зависит от расстояния между элементами шероховатости, их размера и формы. Зависимость (5.2) получена для интервала $\mathrm{Re} = 10^2 — 10^5$, в котором коэффициент сопротивления формы полуцилиндра принят равным 0,6.

Рассмотрение под микроскопом вершин и впадин элементов шероховатости показывает, что характер движения жидкости между элементами шероховатости зависит от расстояния между ними. Поскольку на образование вихрей расходуется энергия, то необходимо определить форму и структуру вихрей между элементами шероховатости.

Рассмотрим особенности обтекания элементов шероховатости при различных расстояниях между ними и соотношениях s/n (рис. 5.6). Ес-



Рис. 5.6. Характер течения между элементами шероховатости

ли соотношение $s/k \approx 2$, то между элементами шероховатости наблюдается один вихрь A и два небольших вихря 1,2 (рис. 5,6, *а*). При $s/k \approx 4$ имеется вытянутый вихрь A неправильной формы и два вихря 3, 4 длиной l_1 и l_2 соответственно (рис. 5.6, *б*). С увеличением s/k до 8 получается несвязанное вихревое движение, и за первым элементом шероховатости образуется вытянутый вихрь, аналогичный вихрю на рис. 5.6, *б*. Соударение потока за элементом шероховатости с гладкой частью поверхности происходит на некотором расстоянии, которое зависит от высоты элемента шероховатости и режима течения. Отрыв потока от гладкой части поверхности перед вторым элементом шеро-

ховатости происходит на небольшом расстоянии от него и обусловливает появление сжатых маленьких вихрей. При $s/k>10$ наблюдается та же картина, что и за отдельными элементами шероховатости, не влияющими друг на друга.

Изучение обтекания шероховатой поверхности помогает определить механизм эрозии, когда поверхность изготовлена из неметаллических материалов (например графита). При эрозии высота шероховатости таких материалов не превышает сотых долей миллиметра, поэтому обтекание можно исследовать только на моделях. Установлено [133], что течение во впадинах шероховатости является пульсирующим. Жидкость из этих впадин периодически выбрасывается во внешний поток, а во впадине происходит вращательное движение, в которое также периодически вовлекается жидкость, протекающая над шероховатыми элементами. Это пульсирующее движение и является причиной эрозии материала.

5.2. Обтекание шероховатых поверхностей

Фундаментальные исследования Никурадзе положили начало для дальнейших исследований особенностей обтекания шероховатых поверхностей. Эксперименты велись при турбулентном течении в трубах, на внутреннюю поверхность которых была нанесена шероховатость в виде одинаковых песчинок. Песочная шероховатость обладает максимальной плотностью элементов. На практике для увеличения эффективности теплообменного оборудования шероховатость наносится либо искусственно, либо появляется в процессе эксплуатации. Последняя значительно отличается от песочной по плотности и высоте отдельных элементов. Для оценки любой шероховатости удобно использовать, например, песочную шероховатость, а сравнение с ней шероховатости другого вида целесообразно проводить в режиме полного ее проявления. Практический интерес представляет сопоставление коэффициентов гидравлического сопротивления шероховатой и гладкой поверхностей. Поэтому важно знать, какое влияние оказывает высота шероховатости на сопротивление рассматриваемой системы. Необходимо выделить следующие характерные режимы обтекания шероховатой поверхности:

— режим, когда элементы шероховатости находятся в вязком подслое и обтекаются безотрывно, а коэффициент сопротивления незначительно отличается от его значения при обтекании гладкой поверхности. В этом режиме коэффициент сопротивления является функцией только числа Рейнольдса;

— переходный режим, когда высота элементов шероховатости больше толщины ламинарного подслоя. При обтекании вершины элементов шероховатости выступают из ламинарного подслоя и появляются

местные отрывы и вихреобразования. Коэффициент сопротивления зависит как от числа Рейнольдса, так и от высоты элементов шероховатости;

— режим течения, когда элементы шероховатости значительно выступают из ламинарного подслоя и каждый из них обтекается с отрывом, что приводит к существенному повышению коэффициента сопротивления. При достижении некоторой высоты элементов шероховатости коэффициент сопротивления перестает зависеть от числа Рейнольдса. Для определения влияния шероховатости на характеристики обтекания шероховатой пластины или трубы вводится относительная шероховатость k/δ, где δ — толщина пограничного слоя, а при течении в трубе — k/R, где R — радиус трубы. Установленный Карманом универсальный логарифмический закон для течения в шероховатой трубе был принят Прандтлем и Шлихтингом для обтекаемой шероховатой поверхности. В логарифмическом законе распределения скоростей

$$u^+ = 2{,}5 \ln (y/k) + B \tag{5.3}$$

величина B является функцией безразмерной шероховатости $k^+ = u_* k/\nu$ и ее типа, где u_* — скорость трения, k — высота элементов шероховатости, ν — коэффициент кинематический вязкости. Для обтекаемой поверхности с песочной шероховатостью в режиме полного ее проявления Никурадзе получил закон распределения скоростей

$$u^+ = 5{,}75 \lg (y/k_s) + 8{,}48, \tag{5.4}$$

где k_s — высота элементов песочной шероховатости. При изучении механизма обтекания других видов шероховатости, отличающихся от примененных в исследованиях Никурадзе и Шлихтинга, представляет интерес сравнение результатов, полученных в обоих случаях. Поэтому широкое распространение получило применение эквивалентной песочной шероховатости, введенной Шлихтингом [1]. Влияние шероховатости на турбулентный пограничный слой в основном сказывается у стенки, поэтому в безразмерное выражение величины шероховатости вводится скорость трения, в результате чего получается безразмерная величина шероховатости $k_s^+ = u_* k_s/\nu$, известная под названием числа Рейнольдса шероховатости $\mathrm{Re}_k = u_* k_s/\nu$. Сравнение данных часто проводится в режиме полного проявления шероховатости. На рис. 5.7 приводятся полученные значения B в зависимости от k_s^+ для пучков труб с различными видами зернистой шероховатости в сечении с $p^+ = 0$. ($p^+ = (\nu/\rho u_*^3)(dp/dx)$ — параметр градиента давления.)

В первой зоне трение не отличается от трения об гладкую поверхность при турбулентном течении. Во второй зоне $B = f(k_s^+)$ и в третьей

зоне $B=f(k_s^+)=\text{const}=8{,}48$. По значениям u_*k_s/ν между отдельными зонами, равным 5 и 70 (рис. 5.7), определяются режимы проявления шероховатости. I — режим без проявления шероховатости ($k_su_*/\nu<5$), II — переходный режим ($5<k_su_*/\nu<70$), III — режим полного проявления шероховатости ($k_su_*/\nu>70$). В режиме полного проявления шероховатости c_f не зависит от числа Рейнольдса.

Указанные границы между отдельными зонами подтверждены экспериментально в работах [128, 134] и др.

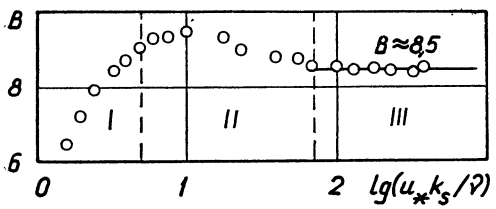


Рис. 5.7. Зависимость величины B от k_su_*/ν в пучках труб с зернистой шероховатостью при $p^+=0$

Для других видов шероховатости закон (5.4) надо применять следующим образом: вычислить для конкретной величины шероховатости по формуле (5.4) постоянную B, а затем по зависимости

$$5{,}75\lg(k_s/k)=8{,}5-B \tag{5.5}$$

определить эквивалентную зернистую шероховатость.

Течение вблизи стенки зависит от формы, высоты и плотности элементов шероховатости, поэтому для каждого ее вида необходимо определить функцию $B(k_su_*/\nu)$.

Обтекание пучков труб рассматривается как суперпозиция сужающихся и расширяющихся каналов. При таком обтекании появляется знакопеременный градиент давления. В некотором сечении он равен нулю. Особенно важными являются теоретические предпосылки относительно влияния шероховатости на характеристики течения вблизи элементов шероховатости в таких системах. Рассмотрим особенности распределения длины пути перемешивания над шероховатой поверхностью. Согласно работе [135] для сравнительно небольшой высоты элементов шероховатости длина пути перемешивания

$$l=\varkappa[y-y_0(k)], \tag{5.6}$$

где $\varkappa=0{,}4$; y_0 — толщина вязкого подслоя, которая зависит от высоты элементов шероховатости.

Согласно опытам Никурадзе, до $k^+\approx5$ толщину вязкого подслоя практически можно считать постоянной и равной 6,7. С увеличением

высоты элементов шероховатости вязкий подслой разрушается и длина пути перемешивания вблизи элементов шероховатости принимает постоянное значение, зависящее от их высоты:

$$l=\varkappa y+l_0(k). \tag{5.7}$$

В режиме полного проявления шероховатости ($k_s^+>70$) вязкий подслой отсутствует и длину пути перемешивания, согласно [136], можно определить по уравнению

$$l=\varkappa(y+\delta y_0), \tag{5.8}$$

где член δy_0 зависит от k_s. Если $\delta y_0 \ll k_s$, то в уравнении (5.8) им можно пренебречь.

Согласно работе [136], член δy_0 определяется по зависимости

$$(\delta y_0)^+=0{,}031\,k_s^+, \tag{5.9}$$

где $(\delta y_0)^+=\delta y_0 u_*/\nu$.

Теорию длины пути перемешивания можно применить и для переходного режима проявления шероховатости ($5<k_s<70$), если ввести функцию $A^+=f(k_s^+)$, которая для технически гладкой поверхности уменьшается от некоторого значения при $k_s^+=5$ до нуля при $k_s^+>70$.

Константа A^+ зависит от величины и вида шероховатости, градиента давления и определяется по экспериментальным данным.

Согласно работе [137], зависимость константы A^+ от градиента давления при отсутствии других факторов возмущения имеет вид

$$A^+=25/(bp^++1), \tag{5.10}$$

где $b=4{,}25$; $p^+=(\nu/\rho u_*^3)(dp/dx)$.

Согласно работе [136], для переходного режима проявления шероховатости

$$(\delta y_0)^+=0{,}031\,(k_s^+-43), \tag{5.11}$$

а для внешней части пограничного слоя

$$l=\lambda\delta. \tag{5.12}$$

где $\lambda\approx 0{,}085$.

Экспериментально полученные характеристики обтекания шероховатых труб сопоставлялись с теоретическими данными для сечения, в котором градиент давления равен нулю, а затем для сечений с отрицательным и положительным градиентами давления. При этом использовано выражение длины пути перемешивания, предложенное в работе [138]:

$$l=\varkappa y\left[1-\frac{1}{e^{y^+/A^+}}\right]. \tag{5.13}$$

Одновременное влияние градиента давления и шероховатости на константу $A+$ имеет сложный характер. В настоящей работе предпринята попытка найти выражение этой связи на основе экспериментальных данных.

Согласно работе [136], для расчета распределения скоростей в области стенки применяется зависимость

$$u^+ = \frac{1}{\varkappa} \ln y^+ + \frac{1}{\varkappa} \ln \frac{32{,}6}{k_s^+}, \tag{5.14}$$

в которой $\varkappa = 0{,}41$. Для внешней части пограничного слоя в уравнение (5.14) следует ввести постоянную величину 2,3. Тогда получим зависимость

$$u_1^+ = \frac{1}{\varkappa} \ln \frac{\delta u_*}{\nu} + \frac{1}{\varkappa} \ln \frac{32{,}6}{k_s^+} + 2{,}3, \tag{5.15}$$

которая после простых преобразований приводится к зависимости для определения коэффициента трения:

$$\frac{1}{\sqrt{c_f/2}} = \frac{1}{\varkappa} \ln \frac{84\delta}{k_s}. \tag{5.16}$$

Принимая $\delta^{**}/\delta = 0{,}097$, получаем следующее выражение уравнения (5.16):

$$\frac{c_f}{2} = \frac{0{,}168}{[\ln (864\,\delta^{**}/k_s)]^2}. \tag{5.17}$$

Из уравнения (5.17) видно, что коэффициент трения зависит только от толщины потери импульса и высоты шероховатости.

В работе [139] проведены тщательные исследования гидродинамических характеристик прямоугольных каналов и труб, установленных в круглом канале с шероховатостью, изменяющейся в широких пределах. Установлено, что при использовании обычных теплоносителей метод нанесения искусственной шероховатости требует меньших затрат мощности и является энергетически более выгодным по сравнению с методом увеличения скорости теплоносителя.

В ИФТПЭ АН ЛитССР проведены исследования по определению сопротивления трения пластины с шероховатостью пирамидальной формы и в виде поперечных выступов в диапазоне $\mathrm{Re}_{\delta^{**}}$ от 500 до $2 \cdot 10^4$ и k^+ от 0 до 400 [140]. Измеренные профили скорости по глубине пограничного слоя в широком интервале k^+ показывают, что основное изменение профиля скорости происходит у стенки, следовательно свободная постоянная в логарифмическом законе стенки уменьшается. Во внешней части пограничного слоя деформация профиля скорости незначительна.

Для расчета коэффициента сопротивления трения в канале для режима полного проявления шероховатости авторами работы [140] получена зависимость

$$\sqrt{\frac{2}{c_f}} = 5{,}6 \lg \frac{\mathrm{Re}_{\delta^*}}{k^+} + 5{,}6, \qquad (5.18)$$

действительная в интервале изменения $\mathrm{Re}_{\delta^*}/k^+$ от 20 до 100, в которой δ^* — толщина вытеснения; $k^+ = ku_*/\nu$ — безразмерная высота шероховатости.

Анализ течения вблизи шероховатой поверхности ведется по распределению касательного напряжения по ее длине. Рассмотрим особенности определения касательного напряжения на криволинейных шероховатых поверхностях.

Характер трения и его величина на поверхности зависят от высоты, вида шероховатости и плотности расположения ее элементов. Если имеется градиент давления по течению, то он дополнительно влияет на величину трения.

В режиме течения без проявления шероховатости ($k^+ < 5$) общепринятое понятие о трении соответствует реально существующим условиям, поскольку элементы шероховатости находятся в вязком подслое и течение происходит без его разрушения. В переходном режиме ($5 < k^+ < 70$) и в режиме полного проявления шероховатости ($k^+ > 70$) над каждым ее элементом образуется вихревое течение. Таким образом, в зависимости от плотности элементов шероховатости создается течение с множеством малых завихрений, разрушающих вязкий подслой. Если элементы шероховатости расположены редко, то трение такой поверхности можно определить, прибавив сопротивление формы отдельных элементов шероховатости к трению гладкой поверхности. Если же элементы шероховатости расположены тесно, то вихревые зоны за каждым из них взаимодействуют, и получается слой мелковихревого течения над элементами шероховатости. В таком слое вязкий подслой отсутствует, а инерционные силы с ростом числа Рейнольдса увеличиваются, значительно превышая вязкостные силы. Касательное напряжение в таком слое передается сопротивлением формы элементов шероховатости. В тонком слое жидкости над элементами шероховатости течение трехмерное. При безградиентом течении вблизи шероховатой стенки имеется слой постоянного касательного напряжения. Пристенный слой можно разделить на две области — слой с постоянным касательным напряжением и слой с трехмерным течением. В случае градиентных течений слой с постоянным касательным напряжением отсутствует. Общепринятые методы определения касательного напряжения шероховатых поверхностей при безградиентных течениях нельзя применять для градиентных течений над шероховатой

поверхностью. В этом случае необходимо решить уравнение движения на основе экспериментальных данных для конкретного вида шероховатости.

Расчет следует проводить для внешней части пограничного слоя, в которой длина пути перемешивания не зависит от шероховатости.

В настоящей работе проведен расчет трения в турбулентной части пограничного слоя поперечно обтекаемой шероховатой трубы в пучке труб большого диаметра, имеющих песочную шероховатость разной величины. Расстояние между отдельными зернами шероховатости равно примерно двум высотам: $l \approx 2k \approx k_s$. Пока не найдена универсальная характеристика, определяющая влияние шероховатости на течение в пограничном слое. Поскольку имеются две величины, влияющие на характеристики течения, — шероховатость и градиент давления, то сначала определяется влияние только градиента давления, а потом — влияние шероховатости.

Отметим, что для изучения течения непосредственно у стенки между элементами шероховатости требуются дальнейшие исследования.

5.3. Обтекание пучков шероховатых труб

Структура течения при обтекании шероховатых поверхностей обычно изучается в области турбулентного пограничного слоя над элементами шероховатости, поскольку течение во впадинах между ними труднодоступно для исследования.

Для обобщения результатов измерений характеристик обтекания шероховатых поверхностей важно определить начало отсчета на оси координат y. Отсчет можно вести от основания, от вершины элементов шероховатости или же от половины их высоты. В работе [141] определена некоторая величина ε, дающая логарифмический профиль скорости на шероховатой поверхности. С учетом ε начало отсчета по оси y следует вести от $y+\varepsilon$. По этому вопросу никаких ограничений не делается, однако при обобщении полученных данных надо стремиться к универсальности и возможности сравнения их с результатами других работ. Как отмечается в работе [142], для сравнения характеристик течения, полученных на шероховатой и гладкой поверхностях, за отметку $y=0$ следует принимать плоскость, соответствующую $u=0$. Определить места в течении, где $u=0$, очень трудно. Это осуществляется с помощью микрофотосъемки течения над шероховатыми элементами и изучения его микроструктуры на увеличенных моделях.

Следует различать два основных вида шероховатости поверхности. Первый вид — шероховатость, которая образуется при обтекании гладкой или технически гладкой поверхности и влияет на сопротивление

и течение непосредственно вблизи стенки. Высота такой шероховатости изменяется по периметру трубы. Второй вид — шероховатость различной формы (песочная, пирамидальная, в виде цилиндрических или сферических выступов, расположенных вплотную или на некотором расстоянии друг от друга, и т. д.), наносимая на теплообменную поверхность с целью интенсификации теплообмена или процесса перемешивания жидкости вблизи стенки. Развитие поверхности теплообмена, высота элементов шероховатости которых значительно больше пограничного слоя, например, ошипованные трубы, относят либо к шероховатым, либо к оребренным поверхностям. Определить начало отсчета по ординате в оребренных поверхностях нетрудно, поскольку в них изучается течение между ребрами или выступами другого вида. Наибольший практический интерес представляет такой вид шероховатости, высота элементов которой меньше толщины пограничного слоя, т. е. когда существуют переходный режим и режим полного проявления шероховатости, а ее элементы расположены вплотную. Каждый элемент



Рис. 5.8. Характер течения жидкости на поверхности трубы в пучке: *а* — гидравлически гладкая стенка; *б* — переходный режим течения; *в* — режим полного проявления шероховатости; δ_s, δ — толщина вязкого подслоя и пограничного слоя

шероховатости такой поверхности касается четырех соседних. При обтекании этой поверхности поток оказывает воздействие на верхнюю часть шероховатого элемента, а во впадинах образуется мелкая вихревая структура течения. Она влияет на турбулентный перенос количества движения вблизи стенки, изменяя местоположение максимума турбулентного трения $\tau = -\rho\overline{u'v'}$. Интенсивность и величина циркуляционного течения зависят от высоты и плотности компоновки элементов шероховатости. Между элементами шероховатости наблюдаются и трехмерные эффекты, отмеченные на основе визуализации течения. Поэтому изучение движения над элементами шероховатости и между ними представляет как науч-

ный, так и практический интерес. Следует ожидать, что плоскость нулевых скоростей будет проходить примерно через середину высоты выступающих элементов шероховатости. Поэтому при плотной компоновке элементов шероховатости за нулевую ординату можно принять половину высоты выступов. В проведенных опытах условная плоскость нулевых скоростей определялась путем построения точного профиля сечения шероховатой поверхности с последующим определением средней высоты элементов шероховатости (рис. 5.8).

В настоящей главе приведены результаты экспериментального и теоретического исследований поверхности с различной песочной шероховатостью и шероховатостью в виде пирамидальных выступов, расположенных вплотную. Результаты исследований проанализированы двумя способами: по высоте шероховатости k и по эквивалентной песочной шероховатости k_s. Согласно проведенным исследованиям и работе [1], до $k=0{,}6$ мм с достаточной точностью для практических расчетов можно принять $k=k_s$, а при более высоких значениях шероховатости связь между k и k_s определяется из соотношения $k/k_s=0{,}7$.

Для получения песочной шероховатости применялась шлифовальная бумага, средняя высота зерен шероховатости которой составляла 0,1, 0,3 и 0,6 мм. Кроме того, была изготовлена поверхность с пирамидальными выступами (рис. 5.9) высотой $k=0{,}2$; 0,45 и 1,2 мм.

В данных исследованиях песочная шероховатость имела высоту $k=k_s=0{,}1$, 0,3 и 0,6 мм, а шероховатость пирамидальной формы (рис. 5.9) с высотой $k=0{,}2$, 0,45 и 1,2 мм, что эквивалентно песочной шероховатости $k_s=0{,}14$, 0,315 и 0,84 соответственно.

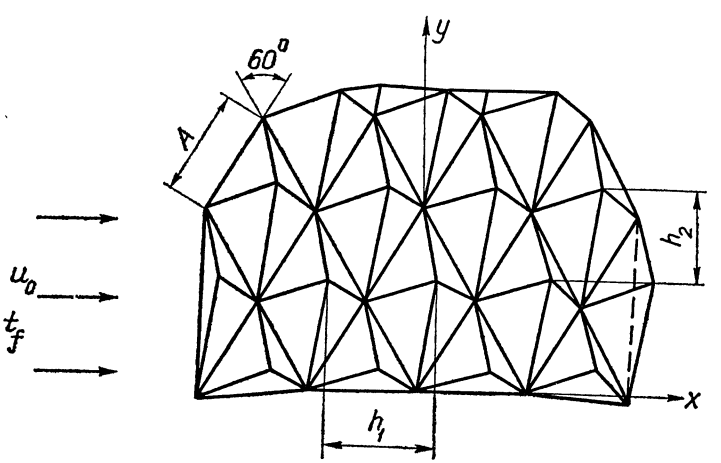


Рис. 5.9. Расположение элементов шероховатости на поверхности трубы

Параметры h_1, h_2 и A, обозначенные на рис. 5.9, имели следующие значения: при $k=0{,}2$—$h_1\times h_2\times A=0{,}4\times 0{,}7\times 0{,}8$; при $k=0{,}45$—$h_1\times h_2\times A=1{,}2\times 1{,}5\times 1{,}7$ и при $k=1{,}2$—$h_1\times h_2\times A=2{,}3\times 4{,}0\times 4{,}6$ мм.

При обтекании шероховатых пучков труб проявляются особенности течения в местах соударения потока с препятствием — трубой в ее лобовой и кормовой критических точках, влияние отрицательного и положительного градиентов давления, наличие отрыва пограничного

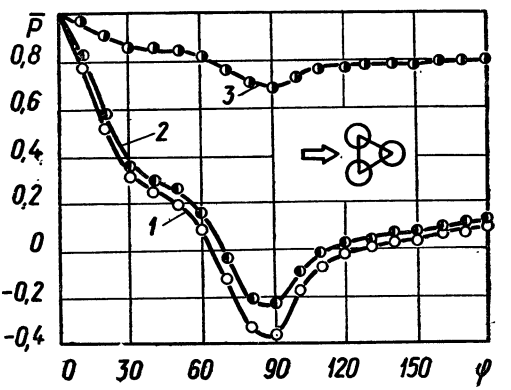


Рис. 5.10. Распределение давления в глубинном ряду шахматного пучка $1{,}25\times 1{,}25$ при $k/d=8\cdot 10^{-3}$ для следующих значений Re: *1* — $7{,}7\cdot 10^4$; *2* — $2\cdot 10^5$; *3* — $5{,}5\cdot 10^5$

слоя и рециркуляционной зоны течения. Для определения оптимальной высоты шероховатости изготовлялись трубы диаметром 30 и 150 мм с высотой шероховатости k, изменяющейся от 0,1 до 1,2 мм. Исследования проводились в потоках воздуха и трансформаторного масла с целью получения интервалов чисел Рейнольдса от 10^2 до $2\cdot 10^6$ и Прандтля от 0,7 до 300. (В потоках вязких жидкостей влияние шероховатости на теплоотдачу начинает проявляться от $\mathrm{Re}\approx 2\cdot 10^3$, а в потоке воздуха — от $\mathrm{Re}\approx 2\cdot 10^4$.)

Исследования проводились с пучками труб различного расположения ($a\times b=2{,}0\times 2{,}0$; $1{,}25\times 1{,}25$; $1{,}25\times 0{,}935$), в которых соотношение k/d изменялось от $0{,}67\cdot 10^{-3}$ до $40\cdot 10^{-3}$.

Применение термоанемометра и X-образных датчиков для измерений в пучках труб диаметром 150 мм, визуализация потока и его фотосъемки дали возможность изучить местные характеристики течения в межтрубном пространстве и определить местное сопротивление на поверхности труб.

В пучках труб диаметром 30 мм измерялись распределение давления на поверхности трубы в глубинном ряду пучка и полное гидравлическое сопротивление пучка. Полученные результаты сопоставлены с данными для пучков гладких труб. Как и для гладких труб в пучке эксперимен-

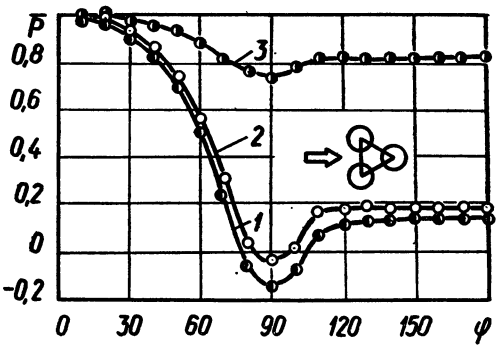


Рис. 5.11. Распределение давления в первом ряду шахматного пучка 1,25××1,25 при $k/d=8\cdot10^{-3}$ в зависимости от числа Рейнольдса. Re: *1* — $7{,}7\cdot10^4$; *2* — $2\cdot10^5$; *3* — $5{,}5\cdot10^5$

тальные данные для шероховатых труб можно представить в виде безразмерного коэффициента давления

$$\bar{p}=1-\frac{p_0-p_\varphi}{\frac{1}{2}\rho\bar{u}^2},$$

где p_0 — давление на поверхности трубы в лобовой критической точке; p_φ — давление на поверхности трубы при угле φ.

На рис. 5.10 и 5.11 приведены результаты измерений, полученные в ИФТПЭ АН ЛитССР. Как видно из рис. 5.10, в глубинном ряду шахматного пучка с увеличением Re коэффициент давления возрастает (кр. *1—3*). Аналогичная зависимость наблюдается по периметру трубы, стоящей в первом ряду пучка (рис. 5.11, кр. *1—3*). Сравнив соответствующие кривые *1—3* на рис. 5.10 и 5.11, видим, что в первом ряду пучка с увеличением φ при удалении от лобовой критической точки $\bar{p}$ постепенно уменьшается, а в глубинном ряду в области $\varphi\approx30$—60° наблюдается другой градиент изменения $\bar{p}(\varphi)$. Это связано с влиянием труб, стоящих в предыдущем ряду. Исследования зависимости $\bar{p}(\varphi)$ показали, что в пучках 2,0×2,0 и 1,50×1,50 такое влияние отсутствует и начиная с пучков 1,25×1,25 деформация зависимости $\bar{p}=f(\varphi)$ в области влияния близко стоящих труб увеличивается. Это отражается на характере распределения скоростей, определенных на основе уравнения Бернулли и конкретных экспериментальных данных.

Рассмотрим данные измерений распределения давления на поверхности трубы в шахматном и коридорном пучках 2,0×1,4 в зависимости от величины шероховатости [45, 46].

Кривая *1* на рис. 5.12 соответствует гладкой поверхности при $\mathrm{Re}=5{,}2\cdot10^6$. Увеличение шероховатости труб шахматного пучка до $k/d=1{,}1\cdot10^{-3}$ и $4{,}5\cdot10^{-3}$ (кр. *2*, *3*) приводит к уменьшению $\bar{p}(\varphi)$ по сравнению с гладкой поверхностью. Кривые *2* и *4* получены при одинаковой

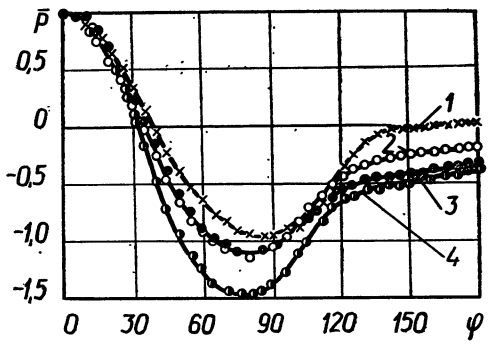


Рис. 5.12. Распределение давления в глубинном ряду шахматного пучка 2,0××1,4 в зависимости от величины шероховатости. *k/d: 1* — 0; *2* — $1{,}1\cdot10^{-3}$; *3* — $4{,}5\cdot10^{-3}$, $Re=5{,}2\cdot10^6$; *4* — $1{,}1\cdot10^{-3}$, $Re=3{,}1\cdot10^5$

величине шероховатости, но при разных значениях Re. С переходом от $Re=3{,}1\cdot10^5$ (кр. *4*) к $5{,}2\cdot10^6$ (кр. *2*) $\bar{p}(\varphi)$ увеличивается.

Особенности обтекания труб в коридорном пучке влияют на распределение давления по периметру трубы и в лобовой ее части. Шероховатость поверхности вносит дополнительные изменения в функцию $\bar{p}(\varphi)$. С увеличением шероховатости поверхности труб коридорного пучка 2,0××1,4 при Re=idem коэффициент давления по периметру трубы возрастает (рис. 5.13, кр. *2*—*3*), а место соударения потока с трубой, где значение $\bar{p}$ уменьшается, сдвигается в сторону бóльших значений φ по направлению течения. С переходом от гладкой поверхности к шероховатой минимальное значение $\bar{p}$ смещается к меньшим значениям φ. Это показывает, что с увеличением шероховатости течение в пограничном слое значительно турбулизируется и переход ламинарного режима течения в турбулентный наступает раньше.

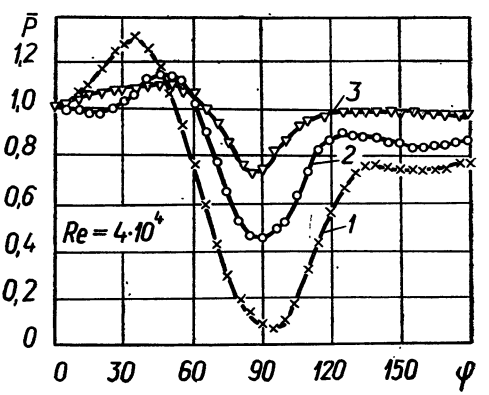


Рис. 5.13. Распределение давления в глубинном ряду коридорного пучка 2,0××1,4 в зависимости от величины шероховатости. *k/d: 1* — 0; *2* — $1{,}1\cdot10^{-3}$; *3* — $4{,}5\cdot10^{-3}$

Рассмотрим особенности распределения коэффициента сопротивления трения в пучках шероховатых труб. На рис. 5.14 приведены данные, полученные для глубинного ряда труб диаметром 150 мм в шахматном пучке 1,25×1,25. Как видно из рисунка, незначительная шероховатость приводит к заметному увеличению коэффициента трения. Например, при $k/d=3\cdot10^{-3}$, что соответствует $k=0{,}45$ мм, коэффициент трения в зоне

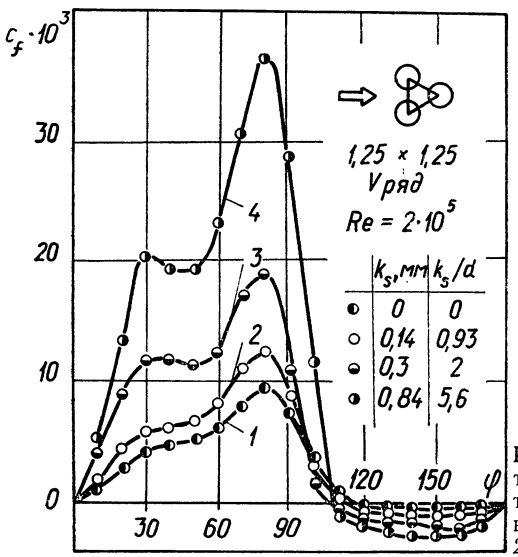


Рис. 5.14. Распределение коэффициента трения в шахматном пучке шероховатых труб 1,25×1,25 при следующих значениях k/d: *1* — гладкая поверхность; *2* — $1{,}33\cdot10^{-3}$; *3* — $3\cdot10^{-3}$; *4* — $8\cdot10^{-3}$

максимального его значения увеличивается более чем в 2 раза (рис. 5.14, кр. *3*) по сравнению с гладкой поверхностью трубы (рис. 5.14, кр. *1*). С увеличением элементов шероховатости до $k/d=8\cdot10^{-3}$, что соответствует $k=1{,}2$ мм (рис. 5.14, кр. *4*), коэффициент в месте его максимального значения возрастает в 4 раза по сравнению с гладкой поверхностью (рис. 5.14, кр. *1*). Под влиянием шероховатости местоположение максимального значения c_f мало изменяется. Некоторое уменьшение c_f в зоне $\varphi=30$—$50°$ является следствием влияния впередистоящего ряда труб. С ростом шероховатости отрыв пограничного слоя смещается к меньшим углам по направлению лобовой критической точки, в результате чего увеличивается рециркуляционная зона за трубой. Динамика увеличения c_f в зависимости от изменения высоты элементов шероховатости и перемещения отрыва пограничного слоя может служить основой для теоретического изучения этих вопросов в градиентных течениях с отрывом пограничного слоя. Определение места отрыва в случае обтекания системы труб является очень важной современной задачей.

Коэффициент трения в рециркуляционной зоне гладких и шероховатых труб небольшой и мало зависит от параметра k/d.

Проанализируем влияние шероховатости и числа Рейнольдса на величину коэффициента трения в глубинном ряду шахматного пучка 2,0××1,4 согласно работе [45]. Кривая *1* на рис. 5.15 соответствует гладкой трубе, а кривая *2* — трубе с небольшой шероховатостью ($1{,}1\cdot10^{-3}$), однако c_f при этом примерно на порядок выше. Из кривых *2* и *3* видно, что Re влияет на значение $c_f=f(\varphi)$ при $k/d=\text{idem}$. Сравнение величин c_f в местах максимума на кривых *2* и *3* показывает, что с увеличением Re более чем на порядок c_f возрастает примерно на 35%. Кривая *4* получена при увеличении k/d до $4{,}5\cdot10^{-3}$ и может быть сопоставлена с кривой *3*, полученной при $k/d=1{,}1\cdot10^{-3}$, но при $\text{Re}=\text{idem}$. С увеличением k/d в 4 раза c_f в местах максимума возрастает примерно в 2 раза. При этом максимум c_f, как и в пучке 1,25×1,25, смещается в сторону лобовой критической точки. В пучке шероховатых труб 2,0×1,40 отрыв пограничного слоя происходит при тех же или меньших значениях угла φ_s по сравнению с гладкой трубой. Это показывает, что на место отрыва влияет расположение труб в пучке. В более редких пучках (например в пучке 2,0×1,4) с той же величиной шероховатости пограничный слой отрывается раньше, чем в тесных пучках (например, в пучке 1,25×1,25).

Рассмотрим особенности сопротивления трения в коридорном пучке 2,0×1,4 по данным работы [46] в зависимости от величины шероховатости (рис. 5.16). В коридорном пучке поток соударяется с трубой на некотором расстоянии от лобовой критической точки. В месте соударения $c_f=0$. От этого места по обе стороны развиваются ламинарные пограничные слои. Большие значения c_f в этой зоне ($\varphi\approx0$—$50°$) указывают на интенсивность рециркуляционного движения вблизи стенок шероховатых труб (рис. 5.16, кр. *2, 3*). С увеличением шерохова-

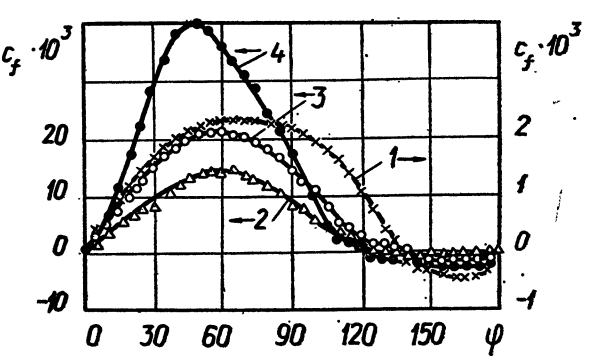


Рис. 5.15. Распределение коэффициента трения в шахматном пучке шероховатых труб в зависимости от k/d и Re: *1* — гладкая поверхность; $\text{Re}=5{,}2\cdot10^6$; *2* — $k/d=1{,}1\cdot10^{-3}$, $\text{Re}=3{,}1\cdot10^5$; *3* — $k/d=1{,}1\cdot10^{-3}$, $\text{Re}=5{,}2\cdot10^6$; *4* — $k/d=4{,}5\cdot10^{-3}$, $\text{Re}=5{,}2\cdot10^6$

тости значительно возрастает и коэффициент трения в зоне его максимальных значений ($\varphi \approx 70$—$75°$). После отрыва пограничного слоя c_f шероховатых труб уменьшается по сравнению с гладкими трубами,

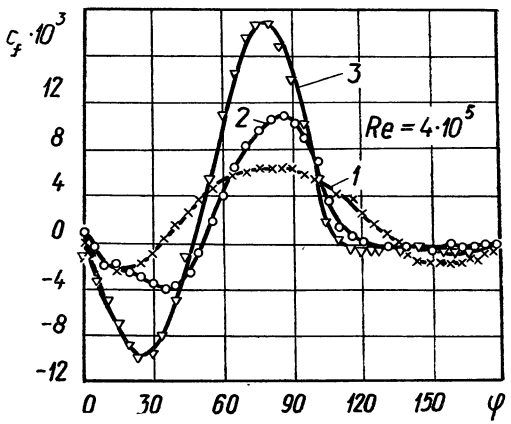


Рис. 5.16. Распределение коэффициента трения в коридорном пучке шероховатых труб: *1* — гладкая поверхность; *2* — $k/d = 1{,}1 \cdot 10^{-3}$; *3* — $k/d = 4{,}5 \cdot 10^{-3}$

что указывает на небольшой градиент скорости на шероховатой части трубы после отрыва пограничного слоя. Большой научный интерес представляет изучение изменения градиента скорости вблизи поверхности, так как $\tau_w = \mu(\partial u/\partial y)$. Если измерения проводятся в изотермических условиях, то $\mu = \text{const}$ и τ_w зависит от $\partial u/\partial y$. Приведенные на рис. 5.16 данные получены в изотермических условиях при разных значениях τ_w в рециркуляционных зонах трубы и указывают на различный градиент $\partial u/\partial y$. С увеличением Re при той же шероховатости коэффициент c_f в области его максимальных значений ($\varphi \approx 80°$) существенно возрастает. Характер зависимости c_f от Re изменяется мало.

На рис. 5.17 приведена зависимость места отрыва пограничного слоя от числа Re, полученная на основе данных по распределению давления и коэффициента трения по периметру трубы в шахматных пучках. С увеличением числа Re угол φ_s уменьшается и при $Re > 2 \cdot 10^5$ расслаивается в зависимости от шероховатости: при $k/d = 4{,}5 \cdot 10^{-3}$ $\varphi_s \approx$ $\approx 125°$, а при $k/d = 1{,}1 \cdot 10^{-3}$ $\varphi_s \approx 140°$. Следовательно, с увеличением шероховатости отрыв пограничного слоя происходит раньше. Исследования показали, что такое влияние шероховатости на развитие пограничного слоя на поверхности трубы в глубинных рядах коридорных пучков уменьшает площадь соприкосновения основного потока с поверхностью шероховатой трубы по сравнению с гладкой трубой, вызывая увеличение рециркуляционной зоны.

В ламинарной части пограничного слоя и в рециркуляционной зоне шероховатость ускоряет переход к турбулентному течению. Основной

эффект влияния шероховатости на течение вблизи стенки наблюдается до места отрыва пограничного слоя. После отрыва скорость течения в рециркуляционной зоне уменьшается и влияние шероховатости становится незначительным.

Особый интерес представляет изучение изменения толщины вязкого подслоя в зависимости от величины элементов шероховатости. Если высота элементов шероховатости невелика, то они обтекаются плавно и лишь незначительно влияют на характер профиля скорости непосредственно в области стенки. Такое течение наблюдается в случае так называемых технически гладких поверхностей. Если же элементы шероховатости велики, то они обтекаются с местными отрывами за каждым из них и вязкий подслой разрушается.

Проанализируем изменение толщины вязкого подслоя в зависимости от величины элементов шероховатости, выраженное, согласно работе [143], в виде функции $\delta_L^+ = f(k^+)$, где $\delta_L^+ = \delta_L u_* / \nu$ — безразмерная высота вязкого подслоя, δ_L — его толщина, u_* — скорость трения, ν — коэффициент кинематической вязкости. С увеличением параметра шероховатости k^+ до 5 толщина вязкого подслоя мало изменяется. С дальнейшим ростом k^+ значение δ_L^+ существенно уменьшается, и при $k^+ > 50$ вязкий подслой полностью разрушается.

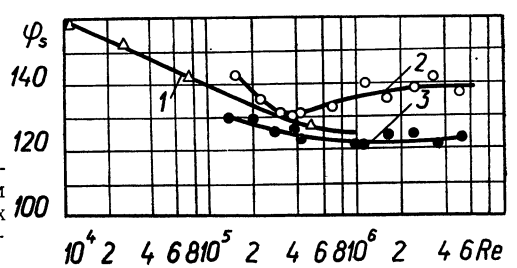


Рис. 5.17. Местоположение отрыва пограничного слоя от трубы в глубинном ряду шероховатых труб шахматных пучков: *1* — пучок 1,25×1,25; *2, 3* — пучок 2,0×1,4 (согласно работе [45]

При обтекании трубы в пучке на распределение скорости в пограничном слое существенно влияет градиент давления. Проследим по полученным в данной работе результатам, как изменяется градиент давления

$$p^+ = (\nu/\rho u_*^3)(dp/dx)$$

в межтрубном пространстве на гладкой и шероховатой трубах в пучке. При обтекании пучков труб скорость на внешней границе пограничного слоя увеличивается до минимального проходного сечения, а за ним уменьшается и в некотором сечении приобретает отрицательное значение. Распределение градиента давления при таком же распре-

делении скорости показано на рис. 5.18 в характерной компоновке шахматного пучка с высотой элементов шероховатости $k=1{,}2$ мм. Характер изменения скорости на внешней границе пограничного слоя $u_1(x)$ влияет на распределение параметра $p^+(x)$, который от отрицательного значения, стремящегося к бесконечности в лобовой части трубы, приближается к нулю в сечении максимальных скоростей, после чего существенно увеличивается, вызывая отрыв пограничного слоя от трубы. С приближением к сечению отрыва пограничного слоя положительное значение градиента давления асимптотически стремится к бесконечности. При этом существенно изменяется распределение скорости в пограничном слое.

На рис. 5.19 приведены результаты исследований распределения скорости в пограничном слое, где u — местная составляющая скорости по абсциссе x, u_1 — скорость на внешней границе пограничного слоя, ордината $\eta=y/\delta$, δ — толщина пограничного слоя. В зоне ускорения профиль скорости в пограничном слое изменяется под влиянием шероховатости и градиента давления. Функция $u/u_1=f(\eta)$ в этой зоне имеет равновесный характер и обобщается зависимостью вида $u/u_1=\eta^n$, в которой показатель степени n при ординате η зависит от градиента давления. С приближением к месту отрыва пограничного слоя профиль скорости существенно деформируется. Отрыв пограничного слоя происходит при $\varphi\approx 125°$. При $\varphi=130°$ профиль скорости отражает ха-

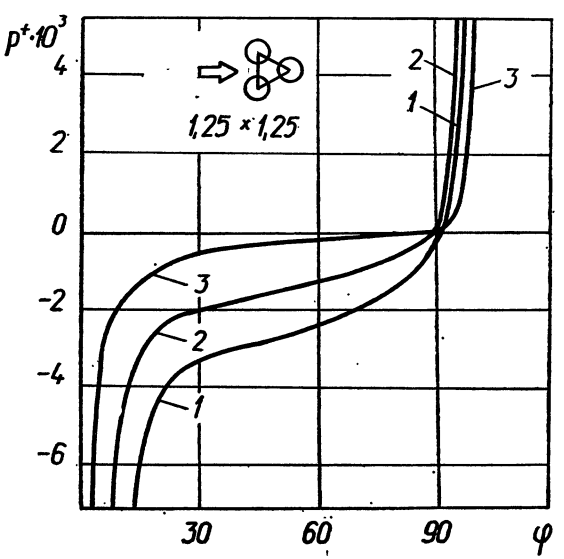


Рис. 5.18. Распределение градиента давления $p^+=f(\varphi)$ при обтекании пучка шероховатых труб при следующих значениях Re: *1* — $7\cdot 10^4$; *2* — $2\cdot 10^5$; *3* — $5{,}5\cdot 10^5$

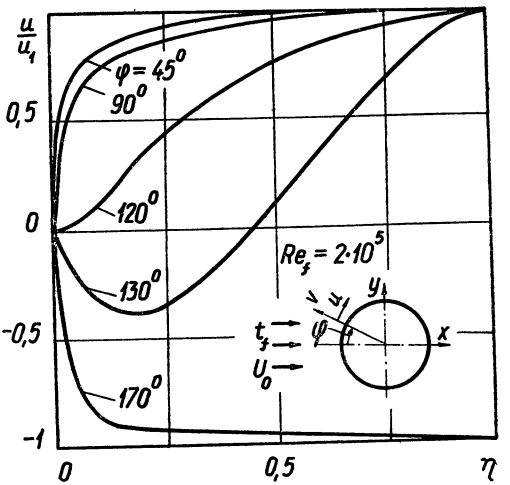


Рис. 5.19. Распределение скорости в пограничном слое в характерных местах межтрубного пространства при обтекании трубы в шахматном пучке 1,25×1,25 с $k=1{,}2$ мм

рактерное течение в той части межтрубного пространства, где до некоторого η скорость отрицательна, т. е. направлена против течения набегающего потока U_0. В области задней критической точки скорость по всей толщине пограничного слоя отрицательна. Такое характерное распределение скорости происходит при $\varphi=170°$.

Большой практический интерес представляет изучение воздействия шероховатости различной величины на течение вблизи стенки и особенно на вязкий подслой. Нередко высота шероховатости труб теплообменников достигает лишь сотых долей миллиметра. Это так называемые технически гладкие трубы. Но даже и такая шероховатость влияет на толщину вязкого подслоя. Нередки случаи, когда поверхности становятся шероховатыми в процессе эксплуатации. Поэтому важно знать, как изменяется механизм переноса количества движения вблизи поверхности при конкретной высоте шероховатости, изменяющейся во времени. Изучив эти закономерности, можно искусственно воздействовать на течение с помощью шероховатости оптимальной величины.

На рис. 5.20 в виде функции $u^+=f(y^+, k^+)$ приведены результаты измерений профиля скорости при обтекании гладких и шероховатых труб диаметром 150 мм шахматных пучков 1,25×1,25 с искусственной шероховатостью ($k=0{,}45$ мм и $k=1{,}2$ мм) пирамидальной формы в сечении с $p^+=0$, что аналогично обтеканию шероховатой пластины. Характер изменения скорости $u^+(y^+)$ в зависимости от параметра k^+ соответствует расчетным данным, приведенным на рис. 5.20.

Как показывают проведенные расчеты профиля скорости в виде $u^+=f(y^+, k^+)$ для широкого интервала параметра k^+, в сечении с $p^+=0$ основная деформация профиля скорости происходит до $k^+\approx 200$.

В других сечениях на профили скорости одновременно влияют градиент давления и шероховатость. Как показывают данные наших измерений, под влиянием p^+ и k^+ профили скорости деформируются как в области стенки, так и во внешней части пограничного слоя. (Профили скорости измерялись в различных местах по периметру гладкой и шероховатых труб при разной высоте шероховатости.) Кривая *1* на рис. 5.21 получена для гладкой поверхности при безградиентном течении согласно зависимости

$$u^+ = y^+, \tag{5.19}$$

а кривая *2* — при тех же условиях и течении согласно зависимости

$$u^+ = 2{,}5 \ln y^+ + 5{,}5. \tag{5.20}$$

Проследим, как влияет градиент давления на распределение скорости при обтекании гладкой трубы. Как следует из экспериментальных данных (рис. 5.21, кр. *3*—*5*), градиент давления существенно изменяет распределение скорости в пограничном слое. С переходом от отрицательного градиента давления (кр. *3*) к положительному (кр. *5*) в области стенки u^+ увеличивается. До сечения с нулевым градиентом давления (кр. *4*) это связано с возрастанием скорости, а в зоне положительного градиента давления — с уменьшением коэффициента трения c_f. Следует отметить, что и в сечении с $p^+=0$ (кр. *4*) профиль скорости

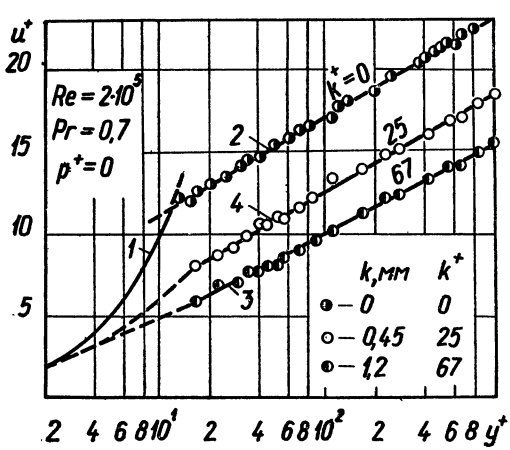


Рис. 5.20. Влияние шероховатости при обтекании шахматного пучка 1,25×1,25 в сечении с нулевым градиентом давления

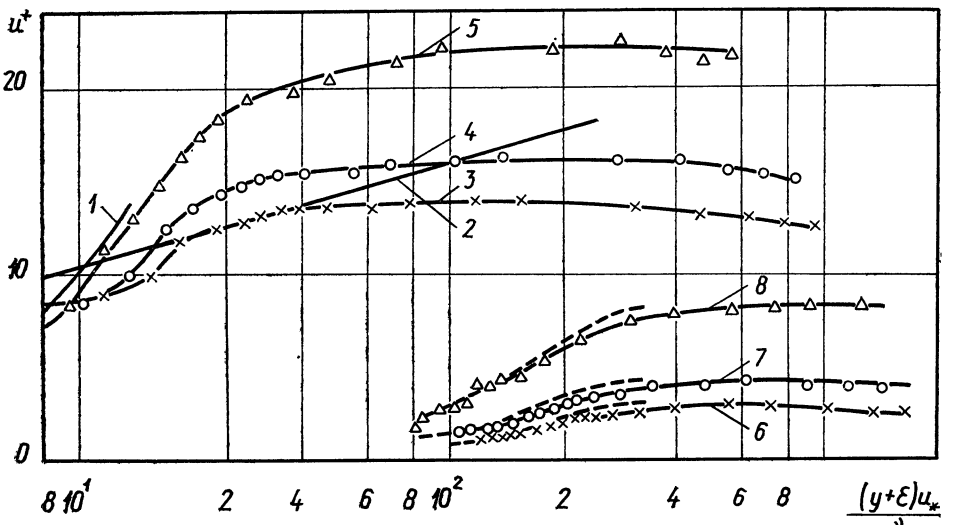


Рис. 5.21. Влияние шероховатости и градиента давления на распределение скорости при обтекании шахматного пучка 1,25×1,25 при $\mathrm{Re}=2\cdot10^5$. *3—5* — гладкая поверхность, *3* — $p^+=-17{,}7\cdot10^{-3}$; *4* — $p^+=0$; *5* — $p^+=63{,}3\cdot10^{-3}$; *6—8* — шероховатая поверхность, *6* — $k_s^+=128{,}4$, $p^+=-2{,}24\cdot10^{-3}$; *7* — $k_s^+=113{,}4$, $p^+=0$; *8* — $k_{s+}=7{,}22$, $p^+=10{,}4\cdot10^{-3}$

в пристенной области отклоняется от закона стенки (кр. *2*, зависимость (5.20)). Это связано с влиянием релаксационных явлений из-за отрицательного градиента давления, который при переходе к положительному значению становится равным нулю.

При тех же характеристиках набегающего потока измерялись профили скорости на шероховатой трубе (рис. 5.21, кр. *6—8*). Установлено, что под влиянием шероховатости как при отрицательном, так и при положительном градиентах давления профили скорости смещаются ниже кривой *2*.

В проводимых исследованиях k^+ изменялся от 0 до 190, а при определении по песочной шероховатости k_s^+ изменялся от 0 до 133. Сопоставление кривых *3—5* с кривыми *6—8* (рис. 5.21) показывает, что во втором случае действие закона стенки ослабевает, а роль внешней части пограничного слоя возрастает. При положительном градиенте давления наклон кривых *6—8* увеличивается по сравнению с кривой *2*, что указывает на изменение величины универсальной константы в уравнении

$$u^+ = A\ln y^+ + B. \qquad (5.21)$$

До $k^+<50$ распределение скорости в вязком подслое можно определить по уравнению

$$u^+ = y^+ + \frac{1}{2}\,(\nu/\rho u_*^3)\,(dp/dx)\,y^{+2}, \tag{5.22}$$

а вне вязкого подслоя профиль скорости из-за шероховатости поверхности смещается вниз на величину $\Delta u/u_*$ и может быть определен по зависимости

$$u^+ = \frac{1}{\varkappa}\ln\left(\frac{y_T+\varepsilon}{\nu}\,u_*\right) + B - \frac{\Delta u}{u_*}. \tag{5.23}$$

Скорость во внешней части пограничного слоя можно рассчитать по зависимости, взятой из работы [144]:

$$u^+ = \frac{1}{\varkappa}\ln\left(\frac{y_T+\varepsilon}{\nu}\,u_*\right) + B - \frac{\Delta u}{u_*} + \frac{\Pi(x)}{\varkappa}\,\omega\,(y/\delta), \tag{5.24}$$

где $\omega(y/\delta)$ — универсальная функция, называемая законом следа и определяемая полиномом или тригонометрической функцией вида

$$\omega\,(y/\delta) = 2\sin^2\frac{\pi}{2}\,(y/\delta) = 1 - \cos\pi\,(y/\delta), \tag{5.25}$$

$\Pi(x)$ — параметр продольной координаты, зависящий от коэффициента сопротивления трения и градиента давления. Его можно определить из зависимости

$$\sqrt{2/c_f} = \frac{1}{\varkappa}\ln\frac{\delta u_*}{\nu} + B - \frac{\Delta u}{u^*} + \frac{2\Pi}{\varkappa}. \tag{5.26}$$

Уравнение (5.26) удовлетворяет граничным условиям при $y=\delta$, $u=u_1$, $\partial u/\partial y=0$.

Анализ течения во внешней части пограничного слоя ведется на основе зависимости, учитывающей нулевой, отрицательный и положительный градиенты давления:

$$\frac{u_1-u}{u_*} = -\frac{1}{\varkappa}\ln\eta + \frac{1}{\varkappa}\,\Pi(x)\,[2-\omega(\eta)]. \tag{5.27}$$

С приближением к месту отрыва пограничного слоя c_f стремится к нулю, а параметр $\Pi(x)$ — к бесконечности, поэтому для области вблизи отрыва пограничного слоя формула (5.24) не применяется.

5.4. Гидравлическое сопротивление пучков шероховатых труб

Для определения мощности, расходуемой на передвижение теплоносителя в теплообменнике, надо знать полное гидравлическое сопротивление проектируемого пучка шероховатых труб. Рассмотрим влияние высоты элементов шероховатости на гидравлическое сопротивление пучков по данным исследований, проведенных в ИФТПЭ АН ЛитССР на контурах авиационного и трансформаторного масел, воды и воздуха в широком интервале чисел Рейнольдса.

Перепад давлений пучка шероховатых труб зависит от скорости потока, расположения труб в пучке, физических параметров протекающей жидкости и величины шероховатости. Эта связь выражается функциональной зависимостью

$$\Delta p = f(u,\ s_1,\ s_2,\ d,\ z,\ k,\ \mu,\ \rho), \tag{5.28}$$

которая в безразмерной форме имеет вид:

$$\mathrm{Eu} = f(\mathrm{Re},\ s_1/d,\ s_2/d, z, k/d). \tag{5.29}$$

Результаты исследований обобщаются уравнениями подобия, в которые входят и безразмерные параметры:

$$\mathrm{Eu} = k\,\mathrm{Re}^r \cdot a^s \cdot (k/d)^t \cdot z, \tag{5.30}$$

учитывающие расстояние между трубами и высоту элементов шероховатости.

Как и в случае обтекания пучков гладких труб, физические параметры принимаются по температуре набегающего потока. За определяющую скорость принимается скорость в минимальном проходном сечении пучка, а за определяющий размер — наружный диаметр шероховатой трубы.

Экспериментальные данные по гидравлическому сопротивлению многорядных пучков шероховатых труб отнесены к одному ряду делением

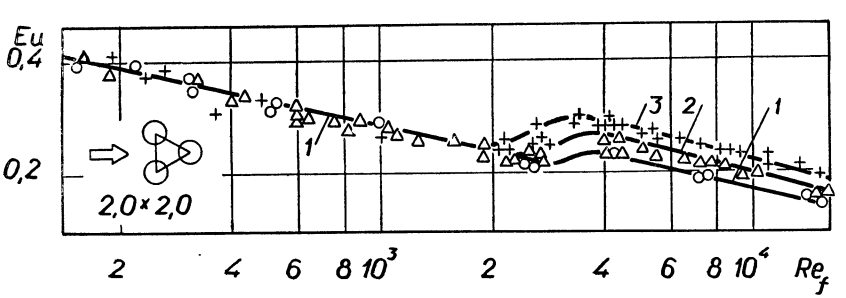


Рис. 5.22. Данные по гидравлическому сопротивлению шахматного пучка шероховатых труб 2,0×2,0. k/d: *1* — 0; *2* — $6{,}67\cdot10^{-3}$; *3* — $40\cdot10^{-3}$

полного гидравлического сопротивления на количество рядов. Как показал анализ экспериментальных данных, наибольшее влияние на сопротивление пучков труб оказывает поперечное расстояние между трубами, а продольное расстояние влияет незначительно. Поэтому в уравнение (5.30) вводится значение поперечного относительного шага (a—1). Параметр k/d учитывает влияние высоты элементов шероховатости на гидравлическое сопротивление пучков.

В исследованиях параметр шероховатости k/d (рис. (5.22) изменялся в широких пределах. Отмечено, что до $\mathrm{Re}\approx 2\cdot 10^3$ k/d не нарушает существующего закона $\mathrm{Eu}=f(\mathrm{Re})$ для гладкой поверхности, а начиная с $\mathrm{Re}>2\cdot 10^3$ значение Eu зависит от k/d и с его увеличением возрастает.

Гидравлическое сопротивление компактного шахматного пучка 1,25×0,935 (рис. 5.23) чувствительно к увеличению шероховатости при значительно меньших числах Рейнольдса. Например, в интервале $\mathrm{Re}=10^3$—$6\cdot 10^4$ при $k/d=40\cdot 10^{-3}$ (что соответствует высоте шероховатости $k=1{,}2$ мм) Eu возрастает вдвое.

С увеличением скорости гидравлическое сопротивление пучков труб значительно возрастает. Рассмотрим, как изменяется число Эйлера в зависимости от величины шероховатости при сверхкритических Re. На

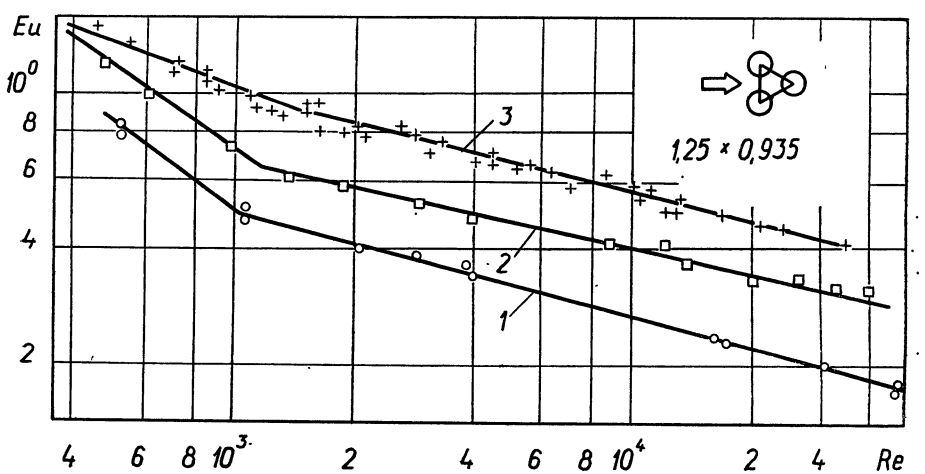


Рис. 5.23. Данные по гидравлическому сопротивлению шахматного пучка шероховатых труб 1,25×0,935. k/d: *1* — 0; *2* — $15\cdot 10^{-3}$; *3* — $40\cdot 10^{-3}$

рис. 5.24 приведены полученные результаты измерения гидравлического сопротивления шахматных пучков гладких и шероховатых труб при Re до $2\cdot 10^6$. В области высоких Re коэффициент гидравлического со-

противления переходит в режим автомодельного обтекания, и его значения расслаиваются в зависимости от параметра k/d. С увеличением k/d число Eu возрастает при меньших Re. При $k/d=3\cdot10^{-3}$ Eu начинает увеличиваться при $Re\approx7\cdot10^4$ (кр. *2*), а в случае $k/d=8\cdot10^{-3}$

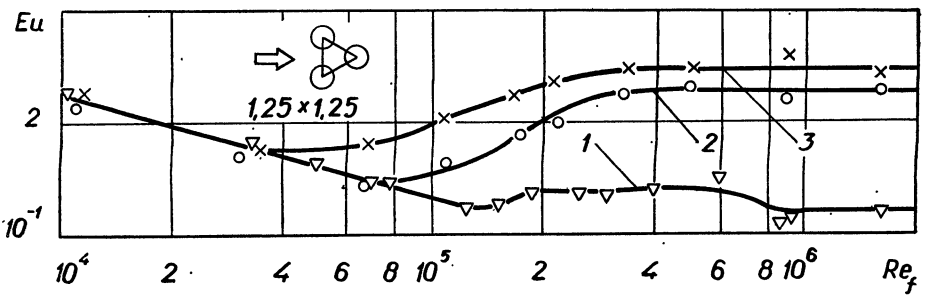


Рис. 5.24. Данные по гидравлическому сопротивлению шахматного пучка шероховатых труб 1,25×1,25. k/d: *1* — 0; *2* — $3\cdot10^{-3}$; *3* — $8\cdot10^{-3}$

— при $Re\approx3\cdot10^4$ (кр. *3*). Это показывает, что элементы шероховатости, генерируя местные завихрения, турбулизируют течение вблизи поверхности трубы, а завихрения уносятся потоком по течению, увеличивая турбулентность потока в межтрубном пространстве.

Как показывает сопоставление данных на рис. 5.25, коэффициент гидравлического сопротивления различных шахматных пучков труб

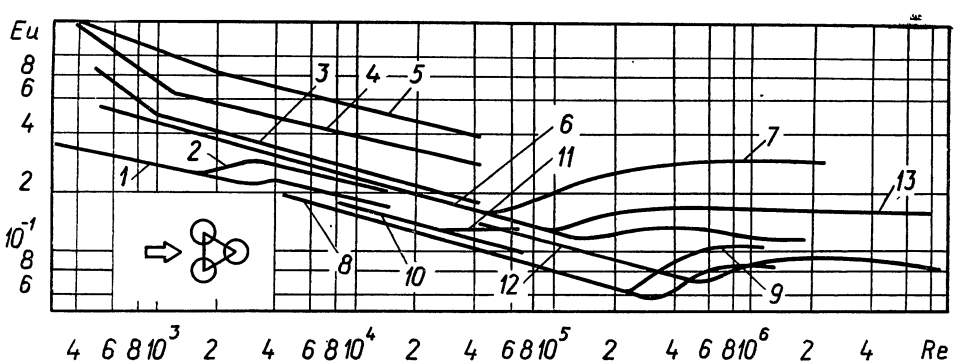


Рис. 5.25. Сопоставление полученных данных по гидравлическому сопротивлению шахматных пучков шероховатых труб с результатами работ других авторов

уменьшается с увеличением Re до $\approx10^5$. Кривые *1, 2* соответствуют шахматному пучку 2,0×2,0 с $k/d=0$ и $40\cdot10^{-3}$, кривые *3—5* — шахматному пучку 1,25×0,935 с $k/d=0$; $15\cdot10^{-3}$ и $40\cdot10^{-3}$ при изменении

Re от $3\cdot10^2$ до $4\cdot10^4$, а кривые *6*, *7* — пучку 1,25×1,25 с $k/d=0$ и $8\cdot10^{-3}$. Кривые *10*, *11* [43] соответствуют шахматному пучку 2,0×2,0 при $k/d=0$ и $6{,}4\cdot10^{-3}$, кривые *8*, *9* [44] — шахматному пучку 2,06×1,37 при $k/d=0{,}04\cdot10^{-3}$ и $0{,}6\cdot10^{-3}$, а кривые *12*, *13* [45] — шахматному пучку 2,0×1,4 при $k/d=0$ и $4{,}5\cdot10^{-3}$. При высоких Re полученные результаты хорошо согласуются с данными работ других авторов как по характеру изменения Eu в зависимости от Re, так и по влиянию относительной шероховатости k/d на Eu. С увеличением Re величина Eu в пучках шероховатых труб уменьшается (кр. *2*, *4*, *5*), а с дальнейшим повышением Re до сверхкритических значений Eu вначале увеличивается, а затем переходит в режим автомодельного обтекания (кр. *6*, *7*, *9*, *13*).

На основе проведенных исследований [134] получены следующие обобщающие зависимости для расчета гидравлического сопротивления пучков шероховатых труб, учитывающие влияние шероховатости и относительных шагов $a\times b$:

$$\mathrm{Eu}=7{,}2\,(a-1)^{-0{,}4}\,\mathrm{Re}^{-0{,}3}\,(k/d)^{0{,}15} \qquad (5.31)$$

— в интервалах Re от 10^3 до $2\cdot10^5$, a — от 1,25 до 2,0, b — от 0,935 до 2,0, k/d от $6\cdot10^{-3}$ до $40\cdot10^{-3}$ и

$$\mathrm{Eu}=0{,}225\,(a-1)^{-0{,}45}\,(k/d)^{0{,}07} \qquad (5.32)$$

— в интервалах Re от $2\cdot10^5$ до 10^7, a — от 1,25 до 2,0, b — от 1,25 до 2,0 и k/d — от 10^{-3} до $8\cdot10^{-3}$.

По формулам (5.31) и (5.32) можно определить гидравлическое сопротивление шероховатых пучков труб с точностью не менее ±10%.

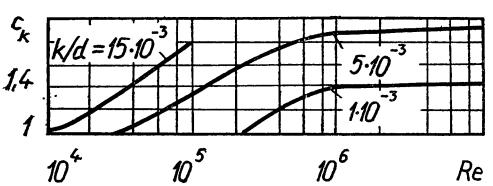


Рис. 5.26. Зависимость коэффициента c_k шахматных пучков труб от величины шероховатости при разных k/d

Влияние высоты шероховатости на гидравлическое сопротивление пучков труб можно определить по рис. 5.26, на котором приведена зависимость

$$c_k=\mathrm{Eu}_r/\mathrm{Eu}. \qquad (5.33)$$

Из рис. 5.26 видно, что при небольшой шероховатости ($k/d=10^{-3}$ и $\mathrm{Re}=2\cdot10^5$) коэффициент c_k начинает возрастать. С ростом k/d величина c_k увеличивается при значительно меньших Re. По достижении некоторого значения Re коэффициент c_k перестает зависеть от него.

В работе [46] представлены результаты исследования зависимости коэффициента гидравлического сопротивления от числа Рейнольдса в коридорном шероховатом пучке 2,0×1,4 при $k/d=0$; $1{,}1\cdot10^{-3}$ и $4{,}5\cdot10^{-3}$. В смешанном режиме обтекания число Эйлера не зависит от высоты шероховатости k. С увеличением k переход от смешанного режима обтекания к преобладающему турбулентному осуществляется

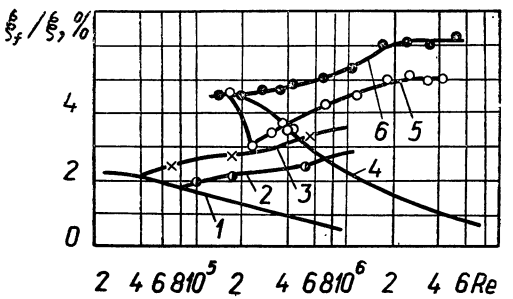


Рис. 5.27. Отношение трения к полному сопротивлению шахматных пучков 1,25×1,25 шероховатых труб: *1* — гладкие трубы; *2* — $k/d=3\cdot10^{-3}$; *3* — $k/d=8\cdot10^{-3}$. Данные работы [45], пучок 2,0×1,4: *4* — гладкие трубы; *5* — $k/d=1{,}1\cdot10^{-3}$; *6* — $k/d=4{,}5\cdot10^{-3}$

при меньших Re. Например, в случае $k/d=1{,}1\cdot10^{-3}$ это происходит при $Re\approx3\cdot10^5$, а в случае $k/d=4{,}5\cdot10^{-3}$ — при $Re\approx10^5$. С ростом Re коэффициент гидравлического сопротивления уменьшается, и при сверхкритических Re величина Eu не зависит от Re. В этой области коэффициент гидравлического сопротивления пучков шероховатых труб меньше, чем в гладких трубах. Аналогичные результаты получены и в работе [145] для технически гладких ($k/d=6\cdot10^{-4}$) и шероховатых ($k/d=17\cdot10^{-3}$ и $30\cdot10^{-3}$) труб коридорных пучков 2,1×1,4 и 1,7×1,3.

Определим, какую часть от полного коэффициента сопротивления пучков шероховатых труб составляет средний коэффициент трения. Проинтегрировав данные по распределению местного коэффициента трения по периметру трубы в пучке, получим средний коэффициент трения трубы в пучке. С увеличением Re этот коэффициент значительно уменьшается, а при высоких Re им обычно пренебрегают. Как видно из рис. 5.27, на котором показано соотношение среднего коэффициента трения с полным гидравлическим сопротивлением пучков труб в зависимости от шероховатости и числа Рейнольдса в более компактном пучке 1,25×1,25, соотношение ξ_f/ξ в случае гладких труб (кр. *1*) ниже, чем в менее компактном пучке 2,0×1,4 (кр. *4*). Это свидетельствует о том, что в пучках гладких труб большой компактности основные потери энергии движения потока обусловлены сопротивлением формы трубы. С увеличением шероховатости и числа Re соотношение ξ_f/ξ в пучках 1,25×1,25 и 2,0×1,4 увеличивается.

6 Обтекание и сопротивление пучков ребристых труб

6.1. Состояние вопроса

Со второй половины 60-х годов производство отечественных теплообменных аппаратов получило принципиально новое направление — был взят курс на создание эффективных теплообменников с развитой поверхностью теплообмена. Широкое применение разнообразных ребристых поверхностей нагрева является в настоящее время одной из важнейших задач при создании теплообменного оборудования для ТЭС, АЭС, промышленных комплексов, транспортных средств, холодильной техники и других важных отраслей народного хозяйства.

Энергетические показатели ребристых поверхностей зависят от местных характеристик течения в межреберном и межтрубном пространствах. Изучение этих характеристик дает возможность повысить эффективность теплообменного оборудования.

Со времени ввода в эксплуатацию первых теплообменников с оребренными трубами многое достигнуто в области их технологии. Оребрение бывает различным, однако на практике чаще всего применяются две конфигурации оребренной трубы: с радиальными (рис. 6.1,*а*) и со сплошными (рис. 6.1,*б*) ребрами. В литературе имеются данные по изготовлению и экспериментальному исследованию теплообменников с плоскими, волнистыми и канавчатыми сплошными ребрами. Различные виды ребер показаны на рис. 6.1. Ребристые поверхности внедряются с целью повышения теплообменной способности и коэффициента полезного действия рекуперативных теплообменников, особенно при наружном их обтекании газами. Плоские и круглые ребра обтекаются подобно продольно обтекаемой пластине, и местные характеристики течения в этом случае можно определять по зависимостям, полученным для продольного течения в каналах с изменяющимся поперечным сечением с учетом турбулентности потока.

При обтекании ребристой поверхности начиная от места соударения потока с ребром и трубой на обеих сторонах ребра и в межреберном пространстве на трубе, несущей оребрение, развивается ламинарный пограничный слой. При некоторой толщине ребра на его вершине также образуется пограничный слой. В зависимости от числа Рейнольдса ($Re < 4 \cdot 10^4$) на некотором расстоянии от места соударения потока с ребром ламинарный пограничный слой отрывается, а при более высоких Re отрыв происходит только после образования турбулентного режима. От места отрыва до кормовой критической точки образуется

зона рециркуляционного течения. До $\varphi \approx 80°$ сохраняется ламинарный режим течения на ребре. Течение за пограничным слоем является квазипотенциальным. От поверхности неоребренной трубы ламинарный пограничный слой отрывается при $\varphi \approx 82°$, а в случае ребристой трубы — при бóльших значениях φ. Место отрыва зависит от высоты ребер, поперечных и продольных относительных шагов между трубами и числа Рейнольдса. Гидродинамические характеристики в лобовой части трубы, в межреберном пространстве и на ребрах определяются аналитическими методами, разработанными для ламинарного режима обтекания плоских и криволинейных тел. Для переходной и турбулентной областей течения и рециркуляционных зон, ввиду отсутствия общепринятого метода математического расчета таких сложных течений, расчет ведется аналитически, на основе экспериментальных данных для конкретных типов течений.

Для интенсификации теплообмена поперечно обтекаемых труб расположенные на них ребра часто прерываются. Тогда уменьшается тол-

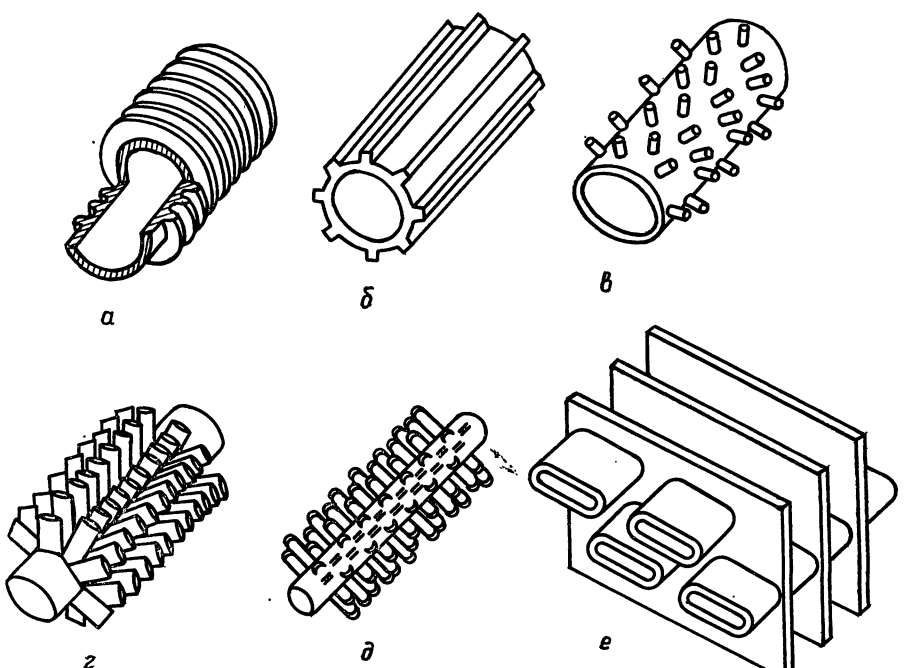


Рис. 6.1. Характерные типы оребрения труб: *а* — радиальные ребра; *б* — продольные ребра; *в* — труба с шипами; *г* — труба с пластинчатыми шипами; *д* — проволочное оребрение; *е* — овальные трубы со сплошными ребрами

щина развивающегося пограничного слоя, а поток турбулизируется. Гидравлическое сопротивление таких пучков увеличивается, но зато их габариты можно существенно уменьшить.

В экономическом отношении ребристые поверхности весьма эффективны. Они широко применяются в различных областях народного хозяйства. Поэтому особенно важно изучить их гидродинамические характеристики, чтобы повысить энергетическую эффективность и увеличить компактность. Знание местных характеристик течения для таких поверхностей необходимо при проектировании теплообменников из биметаллических ребристых труб с целью отказа от использования дефицитных металлов или сведения их до минимума, а также при расчетах развитых поверхностей из других материалов — пластмассы, стекла и др.

Теоретически установлено, что если удовлетворяется условие

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{\delta}{2\lambda_w}, \tag{6.1}$$

где α — коэффициент теплоотдачи, δ — толщина ребра, λ_w — теплопроводность ребра, то оребрение нецелесообразно, поскольку термическое сопротивление теплоотдачи равно термическому сопротивлению теплопроводности ребра. Оребрение целесообразно, если

$$\frac{2\lambda_w}{\delta\alpha} > 5. \tag{6.2}$$

Однако в условия (6.1) и (6.2) не входят факторы, определяющие компактность и вес ребристой поверхности. Компактность ребристой поверхности, как и в случае гладких пучков труб, выражается параметром $\Pi = F/V$, где F — полная поверхность, омываемая теплоносителем; V — объем, соответствующий поверхности F. Для увеличения компактности теплообменника следует увеличить полную поверхность теплообмена в единице объема. До $\Pi = 500$ м^2/м^3 компактность теплообменников считается нормальной. Такие теплообменники используются в комплексе с энергетическим оборудованием, для технологических целей, в промышленности. Теплообменники с $\Pi > 500$ м^2/м^3 считаются компактными. Их применяют на транспорте, в криогенной технике, т. е. там, где необходимы малые габариты и вес. С уменьшением диаметра труб значительно увеличивается компактность теплообменника, однако тогда усложняется его конструктивное выполнение. Кроме того, уменьшение диаметра труб отрицательно сказывается на надежности и долговечности теплообменника. Например, для получения $\Pi = 2000$ м^2/м^3 диаметр труб, несущих оребрение, должен быть порядка 2 мм.

В настоящее время для специальных целей (в медицине и т.д.) применяются теплообменники с $\Pi \geqslant 5000$ м^2/м^3. (Напомним, что компакт-

ность легких человека в среднем составляет 17 000 м²/м³). Естественно, что такие теплообменники должны работать в максимально чистых теплоносителях, так как загрязнение поверхности увеличивает сопротивление и уменьшает энергетическую эффективность теплообменника. Лучшими энергетическими показателями обладают устройства из труб малого диаметра.

На пучки ребристых труб расходуется больше металла, чем на неоребренные пучки, поэтому возникает проблема уменьшения веса теплообменника. Наиболее эффективно эта задача решается при использовании легких металлов, например алюминия. Для агрессивных сред изготовляются биметаллические трубы (из мельхиора, нержавеющей стали и других материалов) с нанесенными вальцовкой алюминиевыми ребрами. Найти оптимальное сочетание компактности и веса теплообменника — важная современная задача, цель которой — экономия топлива, энергоресурсов и материалов.

6.2. Определяющие параметры обтекания

При расчете чисел подобия необходимо выбрать определяющий линейный размер. До сих пор нет единого мнения относительно наиболее рационального определяющего размера для пучков ребристых труб. Исходя из удобств вычисления, многие авторы за определяющий размер принимают диаметр трубы, несущей оребрение. В ряде работ с этой целью применяется эквивалентный диаметр

$$d_e = \frac{4f}{P}, \tag{6.3}$$

где f — живое поперечное сечение пучка труб, P — смоченный периметр (рис. 6.2). Последний удобно использовать в том случае, когда в теплообменниках с постоянным поперечным сечением на распределение скорости по сечению в основном влияет трение. В работе [146] для ребристых пучков предложена зависимость:

$$d_e = \left[\frac{4}{\pi}\,\frac{s_1}{d}\,\frac{s_2}{d} - 1\right]\frac{F_1}{F}\,d, \tag{6.4}$$

которую можно выразить в следующем виде:

$$d_e = \frac{2[s(s_1 - d) - 2\delta h]}{2h + s}, \tag{6.5}$$

где F — полная внешняя поверхность ребристой трубы; F_1 — поверхность неоребренной трубы; s — шаг ребра; δ — толщина ребра; h — высота ребра. Иногда в качестве определяющего размера принимаются шаг ребра, длина обтекания, равноповерхностный диаметр или некоторая условная величина. Применение равноповерхностного диаметра

удобно тем, что и неоребренная, и ребристая трубы с одинаковой внешней поверхностью, согласно работе [146], имеют диаметр

$$d_F = d\,\frac{F}{F_1}. \tag{6.6}$$

Условной величиной l [147] учитываются участки несущей трубы между ребрами, плоское оребрение, подобное каналам, с характерным размером

$$l = \frac{F_2}{F}\,d + \frac{F_3}{F}\,\sqrt{0{,}785\,(D^2 - d^2)}, \tag{6.7}$$

где F_2 — поверхность межреберных участков трубы; F_3 — поверхность ребер; F — полная поверхность ребристой трубы; D — диаметр ребра.

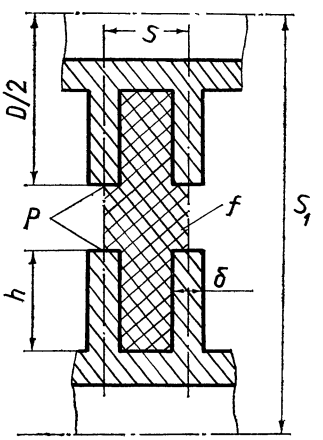


Рис. 6.2. К определению эквивалентного диаметра

Важное значение имеет коэффициент оребрения обтекаемого пучка $\varepsilon = F/F_1$. С ростом высоты ребра изменяется характер течения в межреберном пространстве, а с уменьшением расстояния между ребрами значительно увеличивается сопротивление пучка. На этой основе в работе [146] коэффициент оребрения ε принят за определяющий размер. Для труб с круглыми ребрами

$$\varepsilon = \frac{u}{s}\left[2\,\frac{h}{u}\left(\frac{h}{d}+1\right)+ \right.$$
$$\left. + \frac{\delta}{u}\left(1+\frac{2\delta}{d}\right)+1\right], \tag{6.8}$$

где $u = s - \delta$ — расстояние между ребрами (рис. 6.2), δ — толщина ребра.

При конструировании пучков ребристых труб различного назначения чаще всего изменяется параметр h/u.

Все вышеприведенные выражения определяющего размера применяются при обобщении экспериментальных данных. В настоящей работе за определяющий размер принят несущий диаметр ребристой трубы.

Существуют разные мнения относительно выбора тех или иных геометрических параметров оребрения при обработке экспериментальных данных. Принимаются параметры h/d, δ/d, d/s, h/s и др. Что касается относительной глубины межреберной полости h/s, то установлено, что при некоторых ее значениях образуются застойные зоны, которые исключают часть поверхности из активного теплообмена.

По мнению некоторых исследователей, оптимальное расстояние между ребрами должно быть не менее двойной толщины пограничного

слоя. Толщину пограничного слоя можно определить по следующим зависимостям для ламинарного и турбулентного течений соответственно:

$$\delta = 5{,}0\sqrt{\nu x/U_0}, \tag{6.9}$$

$$\delta = 0{,}37\, x\,(U_0\, x/\nu)^{-1/5}, \tag{6.10}$$

где x — начало развития пограничного слоя от места соударения потока с ребрами, U_0 — скорость набегающего потока, ν — коэффициент кинематической вязкости. За толщину пограничного слоя принимается расстояние от стенки, на котором скорость $u = 0{,}99\ U_0$.

Как видно из выражений (6.9) и (6.10), оптимальное расстояние между ребрами при ламинарном и турбулентном течениях неодинаково.

Относительная глубина межреберной полости тесно связана с коэффициентом оребрения ε, который тоже применяется в качестве независимой переменной и достаточно полно отражает влияние геометрических параметров оребрения на теплоотдачу.

При определении чисел подобия в случае поперечного обтекания очень важно выбрать соответствующую скорость потока. В качестве определяющей скорости принимают среднюю скорость в наиболее узком сечении пучка $\bar{u}$.

При поперечном обтекании трубы в пределах угла $\varphi = 0$ до 90° скорость потока возрастает от U_0 до $\bar{u}$ за счет сужающегося поперечного проходного сечения. В интервале $90° < \varphi < 180°$ имеет место обратная картина изменения скорости.

Максимальная скорость не всегда точно отражает характер исследуемых процессов, особенно в тех случаях, когда она значительно отличается от скорости набегающего потока (т.е. в более плотных компоновках пучка). В таких случаях в качестве определяющей правильнее принимать среднюю скорость между двумя трубами, стоящими в одном вертикальном ряду, на участке от лобовой точки до $\varphi = 90°$ (u_m).

Следует отметить, что в экспериментальной практике исследования ребристых пучков труб использование в качестве определяющей скорости u_m не получило распространения. Чаще всего в качестве определяющей скорости применяется скорость потока в наиболее узком сечении пучка по поперечному или диагональному шагам (если последний меньше).

В компактных теплообменниках в качестве определяющей скорости принимается скорость набегающего потока U_0.

6.3. Особенности обтекания пучков труб

Изучение местных гидродинамических характеристик при обтекании пучков ребристых труб имеет важное значение для определения оптимальных параметров оребрения и расположения ребристых труб в пучках.

Аналитические решения по определению местных гидродинамических характеристик на ребристых поверхностях проводятся при упрощенных граничных условиях из-за сложности обтекания отдельных элементов развитой поверхности теплообмена. Поэтому дальнейшее усовершенствование последней связано с тщательным изучением местных характеристик течения у основания трубы, несущей оребрение, и на поверхности ребер.

Условия обтекания передних и глубинных рядов пучка значительно различаются. Турбулентность набегающего потока увеличивается по течению и начиная с четвертого ряда стабилизируется.

Отрыв потока происходит за минимальным сечением пучка, где скорость уменьшается, т.е. при $\varphi > 90°$. Вслед за отрывом начинается зона завихрения, в которой наблюдается возвратное течение, развивающееся вплоть до отрыва основного потока.

Большая турбулентность потока быстро диффундирует в основной поток. Проникая в глубь пучка, турбулентность клинообразного потока быстро увеличивается и примерно у четвертого ряда начинает сильно воздействовать на весь оторвавшийся поток.

Поток, набегающий на глубинный ряд труб, обладает большей турбулентностью по сравнению с первым рядом, поэтому место отрыва на трубе в глубинном ряду несколько сдвинуто вниз по течению. В зоне завихрения клинообразное течение уже.

Чем ниже высота ребер и больше расстояние между ними, тем меньше различие между обтеканием ребристой и неоребренной труб. С увеличением высоты ребра и уменьшением расстояния между ребрами течение приобретает характер щелевого течения. Гидродинамические характеристики такого течения определяются общепринятыми методами расчета ламинарного и турбулентного течений в каналах с учетом влияния градиента давления по течению.

Шахматные пучки ребристых труб имеют лучшие энергетические показатели по сравнению с коридорными, поэтому на изучение их характеристик обтекания обращалось основное внимание.

Распределение скорости на внешней границе пограничного слоя рассчитывалось по распределению давления по поверхности. Рассмотрим данные по распределению коэффициента давления для ребристых труб в пучках при разных числах Рейнольдса.

В работе [148] измерено распределение давления по периметру трубы, стоящей в четвертом ряду шахматного пучка 1,64×1,42 с параметрами поперечного оребрения $h \times d = 3 \times 19$ мм, тремя значениями шагов ребер (3,42; 2,0 и 1,5 мм) и двумя значениями толщины ребер (0,55 и 0,3 мм) при $Re = 3 \cdot 10^4$.

В работе [149] приведены значения $\bar{p} = f(\varphi)$ по рядам шахматного (1,93×1,69) и коридорного (1,93×1,87) пучков при одном типе оребрения.

Следует отметить, что местные характеристики течения при обтекании ребристых поверхностей изучены пока недостаточно.

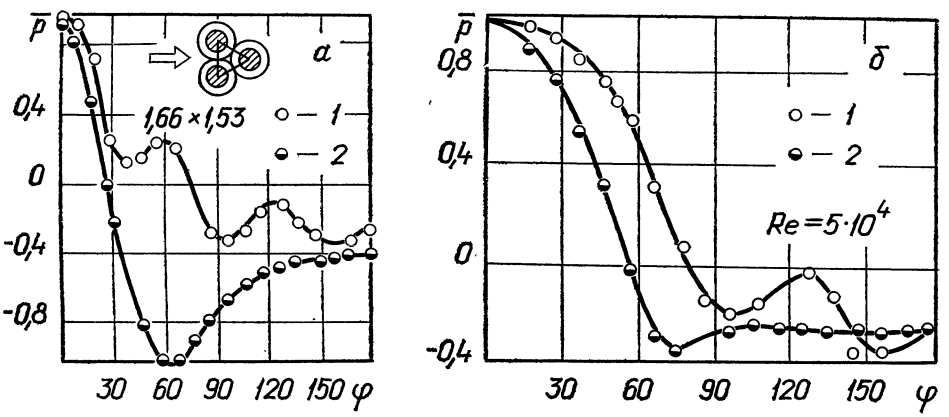


Рис. 6.3. Распределение коэффициента давления в первом *(а)* и пятом *(б)* рядах ребристого пучка труб: *1* — на вершине; *2* — у основания ребра

В работах [150, 151] при изучении влияния параметров оребрения на обтекание и сопротивление пучков труб применялись пучки ребристых труб с постоянными продольными и поперечными шагами (1,66××1,53). Ребра трапециевидного профиля имели высоту h, равную 3, 5, 7,5 и 15 мм. Соотношение δ_2/δ_1 изменялось от 4,1 до 6,95, где δ_2 — толщина ребра у основания, а δ_1 — у вершины. Коэффициент оребрения ε изменялся от 1,3 до 5,1. Исследовались также компактные пучки 1,13×1,06 и 1,33×1,23 с высотой ребра 1; 2,5; 3 и 7,5 мм.

Для определения влияния относительных поперечных и продольных шагов на обтекание и сопротивление исследовались пучки с постоянной высотой ребра и переменными шагами (см. Приложение, табл. 7).

Рассмотрим распределение давления по поверхности ребристых

пучков 1,66×1,53 с высотой ребра 5 и 15 мм по данным измерения у вершины и у основания ребра.

В безразмерном виде коэффициент распределения давления по периметру трубы определялся согласно выражению $\bar{p}=1-2\ (p_{\varphi=0}-p_{\varphi})/\rho\bar{u}^2$.

Измерения $\bar{p}=f(\varphi)$ проводились в первом и пятом рядах. Как отмечалось, обтекание первого ряда (рис. 6.3,*а*) отличается от обтекания глубинного ряда (рис. 6.3,*б*). В лобовой части трубы первого ряда, начиная от лобовой критической точки, значения $\bar{p}(\varphi)$ уменьшаются. У основания ребра они достигают минимума при $\varphi=70°$ и увеличиваются в кормовой части трубы. На вершине ребра в лобовой части трубы значения $\bar{p}$ достигают минимума при $\varphi=40°$. В кормовой части трубы имеется минимум при $\varphi=100°$ и два максимума при $\varphi=130$ и 180°, которые образуются под действием соседних труб.

В пятом ряду (рис. 6.3,*б*) значения $\bar{p}$ на вершине и у основания ребра соответственно ниже, чем в первом ряду. У основания ребра $\bar{p}$ достигает минимума при $\varphi=75°$, а затем резко возрастает, стабилизируясь при $\varphi\approx100°$.

С повышением числа Рейнольдса рециркуляционные зоны увеличиваются. Это приводит к постепенному смещению экстремальных точек по направлению к лобовой критической точке. Явления смещения экстремумов при изменении Re наблюдались и при исследовании пучков гладких труб. Рассмотрим влияние Re на $\bar{p}=f(\varphi)$ в первом и пятом рядах труб пучка.

Как видно из рис. 6.3, характер изменения $\bar{p}=f(\varphi)$ на вершине ребра более сложный, чем у его основания. При обтекании гладких одиночных труб угол, при котором давление приобретает нулевое значение, лежит в пределах 32—34°, а при обтекании пучков гладких труб он изменяется в широких пределах в зависимости от расстояния между трубами. При компактном расположении труб в шахматных пучках, например в случае $a\times b=1{,}25\times1{,}25$, $\bar{p}=0$ при $\varphi=70$—78° в зависимости от значения Re. В первом ряду пучка у основания ребер нулевое значение $\bar{p}$ соответствует $\varphi\approx28°$, на вершине — $\varphi\approx75°$, а в глубинном ряду — $\varphi\approx55$ и 80° соответственно. Из этого следует, что в зоне ускорения потока скорость на внешней границе пограничного слоя на вершине ребра и у его основания развивается неодинаково. В первом ряду у основания ребра скорость набегающего потока достигает максимума значительно раньше, чем в глубинном ряду, где сказывается влияние потока, оторвавшегося от впередистоящих труб, который существенно изменяет характер течения в межтрубном пространстве. На основе полученных значений распределения $\bar{p}=f(\varphi)$ и зависимости $u_x=$

$= U_0 \sqrt{1-2(p_x-p_0)/\rho\bar{u}^2}$ рассчитано распределение скорости на границе пограничного слоя до места его отрыва.

При изучении сопротивления ребристых пучков труб важно знать, как велико различие между коэффициентами сопротивления в глубинном и первом рядах и как влияет высота ребра на коэффициент сопротивления. По экспериментальным результатам на основе зависимостей (4.33) и (4.34) рассчитано значение коэффициентов сопротивления давления в первых и глубинных рядах шахматных пучков 1,66×1,53 с высотой ребер 5 и 15 мм. Эти результаты дали возможность определить влияние изменения высоты ребра на коэффициент сопротивления давления при постоянных относительных шагах пучка. Для удобства пользования на рис. 6.4 приведены усредненные значения коэффициен-

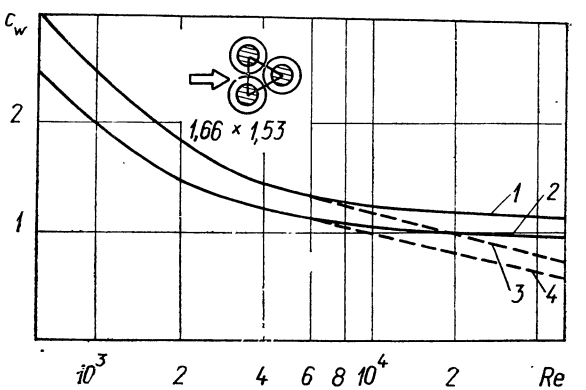


Рис. 6.4. Распределение коэффициента сопротивления давления в шахматных пучках 1,66×1,53 в зависимости от высоты ребра и числа Re: *1* — первый ряд, $h=15$ мм; *2* — то же, $h=5$ мм; *3* — глубинный ряд, $h=15$ мм; *4* — то же, $h=5$ мм

та сопротивления давления для вершины и основания ребра. Кривая *1* на рис. 6.4 относится к высоте ребра $h=15$ мм, а кривая *2* — к $h=5$ мм в первом ряду того же пучка 1,66×1,53. Как видно из рисунка, во всем исследованном интервале Re при прочих равных условиях коэффициент сопротивления давления для труб с большими ребрами выше. Это обусловлено тем, что в межтрубном пространстве пучка с $h=15$ мм образуется течение с более крупной структурой, чем в пучке с $h=5$ мм. До $\mathrm{Re}\approx 6\cdot 10^3$ коэффициенты сопротивления давления в глубинных (пунктирные кривые *3, 4*) и первых рядах одинаковы. Это показывает, что при низких значениях Re условия обтекания первых и глубинных рядов мало отличаются. Начиная от $\mathrm{Re}\approx 6\cdot 10^3$ значение c_w в глубинном ряду пучка с $h=15$ мм выше, чем с $h=5$ мм, но ниже, чем в первых рядах. Начиная с $\mathrm{Re}\approx 2\cdot 10^4$ коэффициент давления в первых рядах не зависит от изменения Re, но в глубинных рядах он уменьшается, и переход к автомодельному режиму обтекания происходит при больших значениях

Re. Сравнив значение c_w, полученные для обоих пучков на вершине ребра и у его основания, обнаружим, что на вершине ребра c_w выше, чем у основания: в первом ряду пучка при $Re=6\cdot10^2$ — в 1,8 раза, а при $Re=5\cdot10^4$ — в 2,1 раза; в пятом ряду пучка при $Re=6\cdot10^2$ — в 1,8 раза, а при $Re=5\cdot10^4$ — в 3,3 раза.

При одинаковом значении Re коэффициенты сопротивления давления на вершине и у основания ребра пучка с $h=15$ мм в 1,2 раза выше соответствующих коэффициентов пучка с $h=5$ мм. Кривые $c_w=f(Re)$, соответствующие данным, полученным на вершине ребра в первом и пятом рядах пучка при Re до 10^4, отклоняются друг от друга не более чем на 3%, а у основания ребра — на 12%.

Большой практический интерес представляют данные о числе Струхаля в пучках ребристых труб. Для его определения необходимо знать частоту отрыва вихрей от ребристых труб. Рассмотрим зависимость числа Струхаля от поперечных и продольных относительных шагов шахматного пучка в значительном интервале их изменения при диаметре трубы, несущей оребрение, $d=37$ мм, диаметре ребра $D=1{,}53d$, толщине ребра $\delta=0{,}037d$, шаге между ребрами $s=0{,}125d$ и изменении Re от $1{,}5\cdot10^4$ до $6\cdot10^4$ [39]. Как видно из рис. 6.5, число Струхаля значительно изменяется в зависимости от шагов пучков ребристых труб. С уменьшением продольного относительного шага оно существенно увеличивается. С увеличением же поперечного шага число Струхаля уменьшается и при больших его значениях асимптотически приближается к постоянной величине, равной приблизительно 0,155.

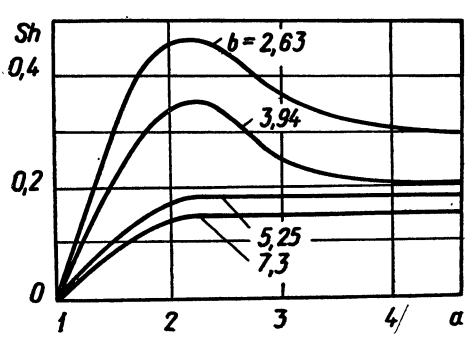


Рис. 6.5. Зависимость числа Струхаля в шахматных пучках ребристых труб от поперечных и продольных шагов

При $a=2{,}3$ число Струхаля максимально при всех значениях b. С увеличением a до высоких значений при $b=2{,}63$ $Sh\approx0{,}3$.

Значит, зависимость числа Струхаля от относительных шагов ребристых пучков имеет сложный характер, который трудно выразить зависимостью. Кроме того, оно еще зависит и от величины Re. Поэтому

рассмотрим другие, более универсальные и консервативные числа, например число Бермана S_B и число Чжена C.

На основании экспериментальных данных [150] распределения давления по периметру трубы и коэффициента сопротивления формы, полученных авторами совместно с Ф. В. Зинявичюсом, проведен расчет гидродинамических характеристик в пучке ребристых труб с целью определения зависимостей $S_B=fh_s/u_s$ и $C=fh_s^2/K$, где h_s — расстояние между оторвавшимися вихрями, u_s — скорость отрыва вихрей, f — частота отрыва вихрей, K — интенсивность циркуляции.

Число Бермана является более точной величиной по сравнению с числом Струхаля, поскольку в него входят характеристики течения в зоне отрыва пограничного слоя от поверхности. Однако при высоких значениях числа Рейнольдса ($\mathrm{Re}\approx 2\cdot 10^5$) значение S_B увеличивается от 0,18 до 0,21. В то же время в этой области обтекания Sh возрастает до 0,46. В пучках труб Sh существенно зависит от расположения труб в пучке, относительных шагов и может достигнуть значения 0,7 и выше.

Более универсальное число Чжена, введенное автором работы [13] для очень широкого интервала Re, имеет постоянное значение — 0,165. Научный интерес представляет вопрос о том, насколько верно применение чисел Бермана и Чжена для таких сложных течений, как обтекание развитых поверхностей теплообмена, например пучков ребристых труб.

Согласно данным работы [39] частота отрыва вихрей в наиболее характерном пучке (1,66×1,53), имеющем коэффициент оребрения $\varepsilon=5{,}13$, $\mathrm{Sh}=0{,}34$. Величина u_s в $S_B=fh_s/u_s$ находилась по экспериментальным данным согласно зависимости

$$c_p=(p_s-p_{\min})/(1/2)\,\rho\bar{u}^2, \tag{6.11}$$

где $u_s=k_0\bar{u}$, $k_0=\sqrt{1-c_p}$.

Величина h_s была рассчитана на основе экспериментальных данных местной теплоотдачи по периметру трубы, по которым определялось место отрыва на части трубы, несущей оребрение.

Число Бермана можно выразить в следующем виде:

$$S_B=\frac{\mathrm{Sh}}{k_0}\,\frac{l}{d}\,\frac{h_s}{l}. \tag{6.12}$$

Как показывают экспериментальные данные, при $\mathrm{Re}=3\cdot 10^3$—$5\cdot 10^4$ значение S_B в пучке 1,66×1,53 с $h=15$ мм отличается от приведенного в работе [13] значения C не более чем на 15%. Согласно работе [13],

$$C=\frac{(h_s/d)\,(h_s/l)\,(fd/\bar{u})}{K/\bar{u}l}. \tag{6.13}$$

В формуле (6.13) интенсивность циркуляции K определяется на основе экспериментально полученных значений c_w и h_s из выражения

$$c_w=\frac{h_s}{d}\left[2\,\frac{K}{l\bar{u}}-\frac{h_s}{l}\left(\frac{K}{l\bar{u}}\right)^2\right]. \tag{6.14}$$

В области отрыва потока константа C находится согласно работе [39]. В интервале Re от 10^3 до $5\cdot10^4$ $C=0{,}149$, что на 9% больше значения, приведенного в работе [13]. Вышесказанное подтверждает возможность применения более точных и универсальных критериев отрыва в компактных пучках труб в интервале Re от $3\cdot10^3$ до $5\cdot10^4$.

По значениям интенсивности циркуляции, частоты отрыва вихрей, k_0 и $\bar{u}$ можно определить энергию, расходуемую на образование вихрей в пучках ребристых труб:

$$E=\frac{2Kf}{k_0^2\bar{u}}. \tag{6.15}$$

Полученное значение $E=0{,}604$ показывает, что большая часть энергии расходуется на образование вихрей в области отрыва потока. Рассчитанные величины S_B, C и E относятся к ближнему следу, т.е. к месту отрыва пограничного слоя от поверхности трубы и образования вихрей. Сложный характер течения в межтрубном пространстве отражается на местных характеристиках теплоотдачи и сопротивления по высоте ребра и периметру трубы.

Рассмотрим по данным работ [152, 153] особенности распределения скорости и турбулентности в межреберном пространстве пучка труб и в основном течении, а также их зависимость от относительных шагов пучка, высоты и шага ребра.

В работе [152] приведены данные по исследованию характеристик обтекания шахматных пучков ребристых труб с относительными поперечными и продольными шагами $2{,}67\times1{,}37$; $2{,}67\times0{,}99$ и $2{,}0\times1{,}73$ при диаметре труб, несущих оребрение, $d=152$ мм, высоте ребра $h=40{,}6$ мм, его толщине $\delta=5{,}1$ мм, шаге между ребрами $s=17$ мм и $\mathrm{Re}=1{,}4\cdot10^5$. Определено распределение скоростей и их пульсаций в межреберном пространстве и в основном потоке, проведена визуализация течения воздуха. Замечена высокая степень турбулентности в следе трубы, характер которой при редком расположении труб в пучке устанавливается начиная с четвертого ряда. В четвертом ряду труб пучка пограничный слой отрывается при большем угле, чем во втором ряду, а рециркуляционная зона в следе четвертого ряда меньше. Измеренное распределение скорости и ее пульсаций при углах φ, равных 0, 60, 90, 120, 180°, и в межреберном пространстве показывает, что при $\varphi=60$ и 90° на расстоянии от стенки $y\approx2{,}5$ мм скорость составляет 21,3 м/с, у вершины ребра при $\varphi=60°$—19,2 м/с, а при $\varphi=90°$—16,8 м/с. Следова-

тельно, в зоне ускорения потока максимальная его скорость наблюдается вблизи стенки у основания ребер, а с приближением к вершине ребра она уменьшается, причем при $\varphi=90°$ больше, чем при $\varphi=60°$. В лобовой и кормовой критических точках скорость увеличивается с удалением от поверхности трубы. Например, при $y=2{,}5$ мм местная скорость для $\varphi=0°$ составляет 9,1 м/с, а при $y=40{,}6$ мм и соответствующей высоте ребра — 11,4 м/с. В области кормовой критической точки ($\varphi=180°$) скорость еще меньше: при $y=2{,}5$ мм она составляет 5,3 м/с, а при $y=40{,}6$ мм — 7,6 м/с. Степень турбулентности определяется по выражению $Tu=(\sqrt{\overline{u'^2}}/u)\times 100$ %, где $\sqrt{\overline{u'^2}}$ — среднеквадратичное значение пульсаций скорости, u — местная скорость в точке измерения. Вблизи стенки между ребрами на расстоянии $y=2{,}5$ мм в характерных точках ребристой трубы, т.е. при $\varphi=0$, 90 и 180°, турбулентность достигает соответственно 70, 30 и 80%. С удалением от стенки по направлению к вершине ребра при $y=40{,}6$ мм турбулентность уменьшается соответственно до 43, 20 и 53%. Такие высокие значения турбулентности, особенно в области стенки, лобовой и кормовой критических точек, обусловлены малыми значениями местной скорости и крупномасштабной структурой вихрей.

В работе [153] исследовано обтекание труб шахматного пучка $1{,}33\times 1{,}17$ с продольными ребрами прямоугольного профиля при $Re=1{,}4\cdot 10^5$. По периметру трубы диаметром 152 мм располагалось 20 ребер. Изменялась высота и шаг ребер. По результатам измерений величины турбулентности между ребрами установлено, что оптимальная высота ребра равна 3 мм, а оптимальное соотношение $s/h=7{,}54{:}1$, где s — шаг ребра. Измерения скорости и ее пульсаций проводились на высоте 0,13 мм от поверхности трубы без ребер и с ребрами. В зоне $\varphi=20$—100° на неоребренной трубе степень турбулентности была несколько выше 20%, а на ребристой трубе в той же зоне по периметру трубы и на том же расстоянии от нее между ребрами уровень турбулентности достигал 65%.

Такое сложное обтекание трубы в пучке отмечено и в наших измерениях на гладкой и шероховатой трубах диаметром 150 мм. Это объясняется особенностями течения в окрестности лобовой критической точки (рис. 6.6), выявленными на основе измерения составляющих скоростей u, v и w, визуализации и фотографирования потока. В области лобовой критической точки на некотором расстоянии

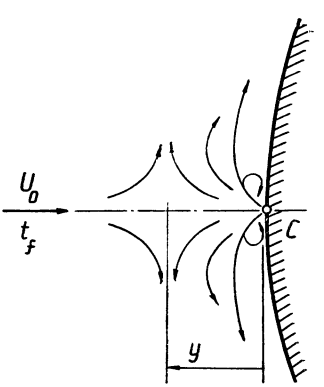


Рис. 6.6. Схема течения жидкости в окрестности лобовой точки трубы

y от трубы течение разделяется на основной поток и течение в пограничном слое, развивающемся по обе стороны трубы от $\varphi=0°$. С приближением к месту разделения течения скорость уменьшается. Расстояние y является функцией Re и диаметра обтекаемых труб. С ростом Re значение y уменьшается, а с увеличением диаметра трубы оно возрастает. Это замечено при наблюдении обтекания пучков труб диаметром, изменяющимся от 30 до 150 мм. В лобовой критической точке C при соударении потока с трубой образуются два симметричных вихря, движущихся в противоположные стороны, а за лобовой критической точкой начинает развиваться пограничный слой, имеющий начальную толщину δ. Замечено, что при обтекании пучка труб этот слой увеличивается не сразу, а после некоторого уменьшения (см. рис. 6.6). Это является следствием вихревого течения в области лобовой критической точки.

Другой важной местной характеристикой обтекания ребристых поверхностей является распределение коэффициента трения c_f по поверхности трубы, несущей оребрение, на боковых поверхностях ребер, а также на вершине ребра. Изучение течения в межтрубном пространстве ребристых пучков труб посредством визуализации, фотосъемки и расчета распределения коэффициента трения по периметру ребристой трубы является необходимой и важной задачей, решение которой дает возможность определить характер течения в межтрубном пространстве, научиться управлять им, что весьма актуально при создании обтекаемых поверхностей с заранее запланированной гидродинамической характеристикой. С этой целью изучалось обтекание шахматного пучка труб $1{,}56\times1{,}56$, имеющих диаметр $d=120$ мм, высоту ребер $h=20$ мм и наружный диаметр ребер $D=160$ мм. Толщина ребер трапециевидного профиля на вершине $\delta_1=4$ мм, у основания — $\delta_2=6$ мм, а шаг между ребрами $s=20$ мм. Конструкция экспериментального участка и прозрачной ребристой трубы с мощным внутренним освещением позволяла вести визуальное наблюдение за течением в потоках вязких жидкостей и фотографировать его при характерных режимах по числу Рейнольдса. В диапазоне $\mathrm{Re}=300—2\cdot10^5$ визуально наблюдалось течение в межреберном и межтрубном пространствах первого и глубинного рядов. Характерные режимы фотографировались и снимались кинокамерой. Основное внимание обращалось на обтекание ребристой трубы глубинного ряда пучка.

Рассмотрим особенности обтекания глубинного ряда шахматного пучка ребристых труб при более высоких значениях Re — в интервале $10^4—2\cdot10^5$. Наибольший практический интерес представляет изучение места соударения потока с трубой, области отрыва и рециркуляционной зоны течения. В области соударения потока с трубой (рис. 6.7,*а*) при $\varphi=0°$ на расстоянии примерно 7—8 мм от стенки поток разделя-

ется и течет по обе стороны трубы. В зоне от поверхности трубы до места разделения потока образуется вихревое течение, направленное от лобовой критической точки навстречу набегающему потоку и состоящее из двух небольших симметричных вихрей, расположенных между

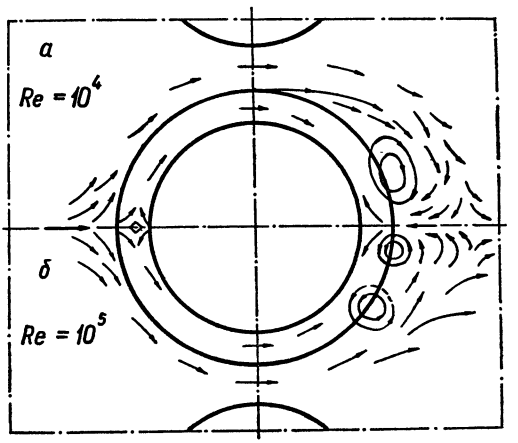


Рис. 6.7. Схема обтекания шахматного пучка ребристых труб 1,56×1,56: *а* — $Re=10^4$; *б* — $Re=10^5$

$\varphi=0$ и $\pm5°$. При соударении потока с вершиной ребра в области лобовой критической точки также образуются небольшие вихри, так как толщина ребра на вершине составляет 4 мм. При обтекании ребра с тонкой вершиной вихри могут не образовываться. До значения $Re\approx\approx5\cdot10^4$ отрыв пограничного слоя происходит при $\varphi\approx82°$, а с увеличением Re до 10^5 место отрыва наблюдается при $\varphi\approx92°$. Это объясняется тем, что происходит переход ламинарного режима течения в пограничном слое в турбулентный и место отрыва сдвигается вниз по течению. При $Re\approx10^4$ после отрыва пограничного слоя образуется один крупный вихрь диаметром около 35 мм, центр вращения которого имеет координаты $\varphi=160°$, $y=22$ мм, т.е. на расстоянии, несколько большем, чем высота ребра. Вихревое движение в кормовой части трубы занимает большую область в межтрубном пространстве, лежащую в пределах φ от 120 до 180° на расстоянии от поверхности трубы, порядка 50 мм. В этой области образуется течение, направление которого противоположно основному потоку. С увеличением Re до 10^5 характер течения в межреберном и межтрубном пространствах (рис. 6.7,*б*) изменяется. Если в лобовой части трубы изменений не наблюдается, то в кормовой ее части образуется течение, состоящее из двух вихрей. Центр первого вихря имеет координаты $\varphi=142°$, $y=24$ мм, а центр второго — $\varphi=171°$, $y=19$ мм. Диаметр первого вихря — около 28 мм, второго — 25 мм, т.е. значительно меньше диаметра крупного вихря,

который образуется при меньших Re. Зона вихревого течения в кормовой части трубы уменьшается в среднем до 40 мм от ее поверхности и располагается между $\varphi \approx 120$ и 170°. При $\varphi > 170°$ на расстоянии 50 мм от кормовой критической точки течение направлено навстречу основному потоку.

Визуализация течения начиная от самых низких значений Re показывает, что с увеличением Re в структуре течения преобладают вихри малых габаритов и зона вихревого течения уменьшается. Вихри, образовавшиеся в области соударения потока с трубой в лобовой критической точке, остаются в пограничном слое зоны ускорения потока, а вихри, образовавшиеся после отрыва пограничного слоя, отдаляются от поверхности трубы и занимают большое пространство. Течение в кормовой части трубы является неустойчивым во времени. Вихри меняют свой центр вращения примерно на $\pm (1—2)°$.

Результаты измерения характеристик течения для определения касательного напряжения на поверхности ребристой трубы шахматного пучка 1,56×1,56 показали, что коэффициент сопротивления трения c_f увеличивается от нулевого значения в лобовой критической точке до максимального значения $c_f \approx 5 \cdot 10^{-3}$ при $\varphi = 70°$. При $\varphi \approx 92°$ $c_f = 0$, что соответствует результатам визуального наблюдения и фотосъемок. От $\varphi \approx 92°$ до 180° значение c_f отрицательно. Следовательно, почти вся кормовая часть трубы обтекается циркуляционным течением.

С целью изучения переноса количества движения в межреберном и межтрубном пространствах пучков ребристых труб в данной работе проводились термоанемометрические измерения местной скорости и ее пульсаций (см. гл. 2). Для этого использовался тот же шахматный пу-

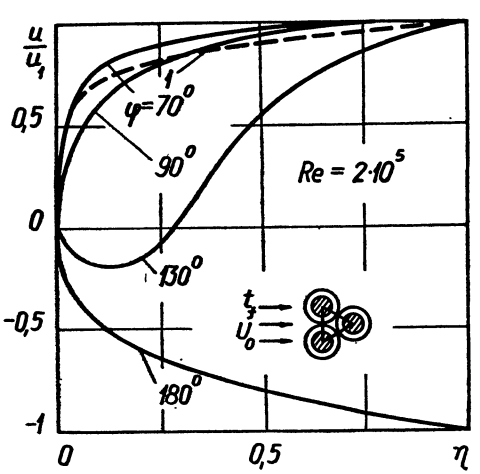


Рис. 6.8. Распределение скорости в межреберном пространстве шахматного ребристого пучка 1,56×1,56: *1* — закон распределения скорости с показателем степени $n = 1/7$

чок 1,56×1,56. Местная скорость измерялась в межреберном пространстве глубинного ряда пучка на расстоянии от 0,2 мм от поверхности трубы, несущей оребрение, до 38,75 мм, что соответствовало половине расстояния между вершинами ребер, т.е. $s_1/2$ (см. рис. 6.2). Рассмотрим распределение скоростей в пограничном слое между ребрами в характерных зонах по длине трубы (рис. 6.8): в зоне ускорения течения, в минимальном проходном сечении пучка ($\varphi=90°$), за точкой отрыва пограничного слоя ($\varphi>90°$) и в области кормовой критической точки. Профили скорости в зоне ускорения потока ($\varphi=0—90°$) мало отличаются, поэтому на рис. 6.8 приведен один характерный профиль при $\varphi=70°$. Другие профили скорости до $\varphi=70°$ расположены несколько выше, и для них характерно то, что скорость достигает максимального значения вблизи поверхности, поскольку в сужающихся каналах толщина пограничного слоя меньше, чем при течении без градиента давления. Для сравнения на рисунке приведена пунктирная кривая, соответствующая при $0\leqslant y\leqslant\delta$ степенному закону распределения скорости

$$\frac{u}{u_1}=\left(\frac{y}{\delta}\right)^n \tag{6.16}$$

с показателем степени 1/7, применяемому для обобщения распределения скоростей в пограничном слое на пластине и в трубе при турбулентном течении. Если известно распределение параметра $H=\delta^*/\delta^{**}$ и толщины пограничного слоя δ на поверхности в ускоряющихся течениях, то с достаточной точностью можно определить распределение скорости до $\varphi=90°$ по уравнению (6.16) с показателем степени n, определенным согласно работе [154], по формуле

$$\frac{n}{n+1}=\frac{H-1}{H+1}. \tag{6.17}$$

Выражение соотношения y/δ через y/δ^{**} приводит к зависимости

$$\frac{u}{u_1}=\left[\frac{y}{\delta^{**}}\,\frac{H-1}{H(H+1)}\right]^{0{,}5\,(H-1)}. \tag{6.18}$$

В зоне положительного градиента давления профиль скорости существенно деформируется. В области отрыва пограничного слоя он приобретает точку перегиба. На некотором расстоянии от точки отрыва профиль скорости отрицателен (кривая при $\varphi=130°$). Обобщение семейства таких профилей связано с большими трудностями. В области кормовой критической точки по всей толщине пограничного слоя профиль скорости имеет отрицательное значение (кривая при $\varphi=180°$). Измеренные профили скорости по периметру ребристой трубы в различных ее сечениях указывают на значительное изменение тол-

щины пограничного слоя. В области лобовой критической точки соударение потока с трубой вызывает разделение потока и значительное увеличение толщины пограничного слоя. В исследованном шахматном пучке ребристых труб 1,56×1,56 толщина пограничного слоя при $Re = 2 \cdot 10^5$ составляет 33 мм и не изменяется в зоне угла $\varphi = 0—20°$. От $\varphi = 20$ до $\varphi = 40°$ она резко уменьшается примерно до 0,5 мм, после чего начинается развитие пограничного слоя, который в точке отрыва при $\varphi = 92°$ имеет толщину 2,5 мм. При этом представляет интерес определение толщины пограничного слоя по формулам (6.9) и (6.10) для ламинарного и турбулентного пограничных слоев для безградиентных течений. Толщина пограничного слоя, определяемая по зависимости (6.9), при $\varphi = 90°$ увеличивается до 2,37 мм, а по (6.10) — до 4,2 мм. По измеренному профилю скорости при $\varphi = 90°$ значение $y = 2{,}0$ мм. Как видим, расчет толщины пограничного слоя по зависимости (6.9), не учитывающей влияния градиента давления и турбулентности, дает значение, которое на 18% больше определенного экспериментально. Для точного определения толщины пограничного слоя необходим учет коэффициента перемежаемости, так как значение $Re = 2 \cdot 10^5$ является критическим для обтекания системы труб, поскольку при нем начинается переход из ламинарного режима течения в пограничном слое в турбулентный. После отрыва пограничного слоя в рециркуляционной зоне его толщина вновь значительно возрастает и в интервале $\varphi = 130—170°$ становится постоянной и равной примерно 33 мм. В области кормовой критической точки δ снижается до 17 мм. Отрицательный градиент давления уменьшает толщину пограничного слоя, и наоборот.

Значительное влияние положительного градиента давления на характер распределения скорости связано с тем, что скорость на внешней границе пограничного слоя уменьшается. В таких течениях согласно зависимости, полученной из уравнения сохранения массы,

$$v = -\int_0^y \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right) dy \qquad (6.19)$$

величина компоненты скорости v зависит от производной $\partial u/\partial x$, которая имеет большие значения во внешней части пограничного слоя. С увеличением v уменьшается компонента скорости u и создаются условия для вихревого течения, что приводит к утолщению пограничного слоя и способствует его отрыву.

Параметр $H = \delta^*/\delta^{**}$, равный в лобовой критической точке 1,6, при $\varphi = 40°$ уменьшается до 1,1, но в дальнейшем значительно увеличивается и в точке отрыва пограничного слоя достигает 1,8. Однако отрыв пограничного слоя может произойти и при более высоких значе-

ниях параметра H. Например, в случае обтекания пучка при Re порядка 10^6 параметр H в области отрыва пограничного слоя достигает 3,4.

Как в межреберном пространстве, так и в основном потоке течение в глубинных рядах пучков ребристых труб вихревое. Вихри зарождаются вследствие соударения потока с лобовой частью трубы, отрыва пограничного слоя и следующего за этим рециркуляционного течения в кормовой части трубы. Измеренные пульсации скорости в межреберном пространстве и в основном течении в пучке 1,56×1,56 при $\mathrm{Re}=2\cdot10^5$ представлены на рис. 6.9 в виде зависимости $Tu=(\sqrt{u'^2}/u)\cdot$

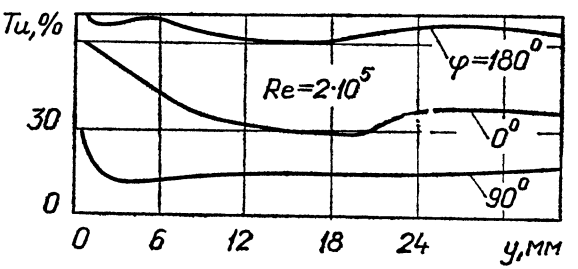


Рис. 6.9. Распределение турбулентности в шахматном пучке ребристых труб 1,56×1,56

$\cdot100\%$, где u' — пульсация скорости, u — местная скорость в точке измерения пульсации. Распределение турбулентности в характерных сечениях по периметру трубы при $\varphi=0$, 90 и 180° приведено на рисунке в зависимости от расстояния y от поверхности трубы по середине между ребрами. Как видно из рис. 6.9, турбулентность между ребрами и выше них достигает больших значений, особенно при $\varphi=0$ и 180°. При всех углах турбулентность вблизи поверхности трубы при $y=0{,}5$ мм максимальна и с удалением от нее уменьшается. При $\varphi=90°$ и y от 2 до 34 мм степень турбулентности равна примерно 12% и мало изменяется. Большая турбулентность течения при $\varphi=180°$ обусловлена малой местной скоростью в этой зоне и крупномасштабными вихрями, вызывающими значительные пульсации скорости. В зоне соударения потока с трубой характер турбулентности аналогичен существующему при других значениях φ и изменяется от 60% при $y=0{,}5$ мм до 35% при $y=34$ мм.

При сопоставлении результатов исследования с данными визуальных наблюдений за течением жидкости в пучке ребристых труб отмечено различие течений в первом и глубинном рядах. Завихренность потока в глубинном ряду значительно выше. Часть жидкости в кормовой области трубы движется перпендикулярно основному потоку и делится на основное течение и жидкость, обтекающую крупные вихри и направленную к кормовой критической точке. Как показали наблюдения

за обтеканием труб разных диаметров, габариты вихрей зависят от относительных поперечных и продольных шагов пучков труб и их диаметра. При поперечном обтекании кормовой части труб большого диаметра расходуется дополнительная энергия на генерацию и поддержание циркуляции жидкости в самом вихре. С уменьшением диаметра труб величина вихрей в ближнем следе трубы существенно уменьшается. Турбулентность потока, способствующая лучшему переносу количества движения в межтрубном пространстве, имеет мелкую вихревую структуру. Следовательно, с энергетической точки зрения пучки труб малых диаметров более эффективны.

В последнее время существенно возросли возможности создания сложнейших теплообменников различных форм из труб весьма малых диаметров с ребрами сложной формы. В некоторых случаях трубы покрываются тонким слоем пористого материала, что увеличивает эффективность теплообменника.

Таким образом, если известны пути к оптимальным вариантам относительного шага пучка, формы ребер и диаметра труб, в каждом случае при проектировании нового теплообменника нужно стремиться к выполнению рекомендаций, исходящих из оптимальных энергетических его показателей.

6.4. Гидравлическое сопротивление пучков ребристых труб

Гидравлическое сопротивление проектируемого теплообменника с развитой поверхностью теплообмена является такой же важной характеристикой, как и теплообмен с единицы этой поверхности. Поэтому рассмотрим гидравлическое сопротивление всех основных типов пучков ребристых труб и представим полученные данные в виде графиков и зависимостей, удобных для практического применения.

При движении теплоносителя через развитую поверхность затраты мощности на преодоление сопротивления увеличиваются пропорционально размерам поверхности. Поэтому представляет интерес расчет гидравлического сопротивления в случае определенной высоты ребер. С увеличением высоты ребер коэффициент их эффективности уменьшается. С целью интенсификации переноса количества движения в межреберном пространстве ребра изготовляются по винтовой линии под некоторыми углами к оси трубы. Дальнейшая интенсификация достигается с помощью местных интенсификаторов, т.е. просверливания ребер, закрутки их вершин, разрезки и т.д. Это способствует образованию небольших местных зон отрыва гидродинамического пограничного слоя, которые разрушают тепловой пограничный слой, являющийся тепловым сопротивлением.

Изучение гидродинамики потока, определяющей интенсивность теплоотдачи на внешних оребренных поверхностях, требует особого внимания. Выяснение процесса обтекания трубы дает возможность более обоснованно объяснить изменение местных коэффициентов теплоотдачи и является составной частью решения вопроса о гидравлическом сопротивлении всего пучка ребристых труб.

Сопротивление пучка ребристых труб является функцией скорости потока, конфигурации пучка, геометрических параметров оребрения и физических параметров обтекания. Если поток теплоносителя практически изотермичен, то соопротивление пучка труб можно выразить зависимостью

$$\Delta p = f(\bar{u},\ d,\ s,\ h,\ \delta,\ s_1,\ s_2,\ z,\ \mu,\ \rho). \tag{6.20}$$

Введя в выражение (6.20) безразмерные числа подобия и приняв в качестве параметров оребрения соотношения h/d и s/d, а в качестве параметров конфигурации пучка — относительные шаги, получим:

$$\mathrm{Eu} = \varphi(\mathrm{Re},\ h/d,\ s/d,\ s_1/d,\ s_2/d,\ z). \tag{6.21}$$

Обобщение результатов экспериментальных исследований ведется по формуле

$$\mathrm{Eu} = k\,\mathrm{Re}^r \tag{6.22}$$

или

$$\xi = \frac{2\Delta p}{\rho \bar{u}^2 z}, \tag{6.23}$$

где Δp — полное гидравлическое сопротивление пучка.

Как известно, при обтекании пучка ребристых труб доля поверхностного трения в общем его сопротивлении значительно больше, чем в случае гладкотрубного пучка.

Сопротивление в пучках труб пропорционально количеству продольных рядов и зависит от степени расширения и величины межтрубного и межреберного пространств на пути основного потока, в которых возникающие вихри гасятся плоскостями ребер, что ведет к потере кинетической энергии. Наибольшие удельные потери кинетической энергии приходятся на первый и последний ряды, что следует учитывать при определении сопротивления в пучке с малым количеством рядов труб. С этой целью в обобщающее выражение коэффициента гидравлического сопротивления (4.43) вводится поправочный коэффициент c_z, учитывающий сопротивление малорядных пучков. В некоторых работах в обобщающую зависимость вводится дополнительный ряд $z+1$ с целью учета влияния первых рядов пучка и потери давления на входе и выходе из пучка. При учете влияния конкретных условий отдельными коэффициентами и введении поправочного коэффициента получаются

более точные данные гидравлического сопротивления малорядных пучков ребристых труб.

Из экспериментального материала известно, что с увеличением числа Рейнольдса число Эйлера пучков постепенно снижается и при определенном для каждого пучка значении Re переходит в зависимость, соответствующую процессу автомодельного характера, при котором она не зависит от Re.

Это свидетельствует об изменении закона пропорциональности между скоростью потока и сопротивлением.

Изменение сопротивления гладкотрубных пучков в области высоких чисел Рейнольдса показало, что при $Re=2\cdot10^5$ для них характерен переход к автомодельности, т.е. к развитому турбулентному обтеканию. Причем зона этого перехода зависит от величины межтрубного пространства. В тесных пучках $(a\times b<1{,}7)$ автомодельность наступает раньше, а в менее тесных $(a\times b>1{,}7)$ — переход затягивается.

В пучках ребристых труб в силу влияния большого количества факторов переход к автомодельности более сложный и, согласно приведенным исследованиям, наступает несколько раньше и в более широкой области Re (от $6\cdot10^4$ до $1{,}9\cdot10^5$), чем в гладкотрубных пучках. Проведенный анализ экспериментальных результатов показал, что при $Re=(6—7)\cdot10^4$ и более плотной компоновке пучка переход его сопротивления к автомодельному в результате интенсивного вихреобразования наступает раньше.

Уменьшение шага ребра приводит к эффективному распаду потока в пучке на отдельные струйки, что, видимо, способствует успокоению

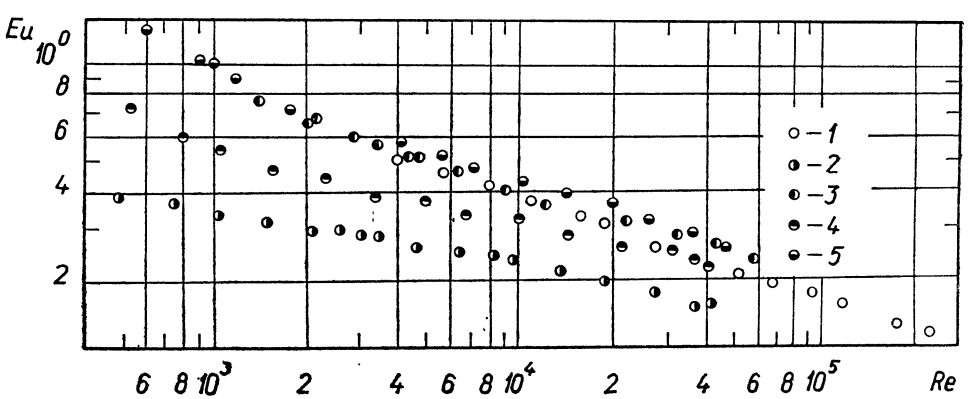


Рис. 6.10. Гидравлическое сопротивление шахматных пучков ребристых труб: *1* — 1,13×1,06; *2* — 1,66×1,53, $h=3$ мм; *3* — 1,33×1,23; *4* — 1,66×1,53, $h=7{,}5$ мм; *5* — 1,66×1,53, $h=15$ мм

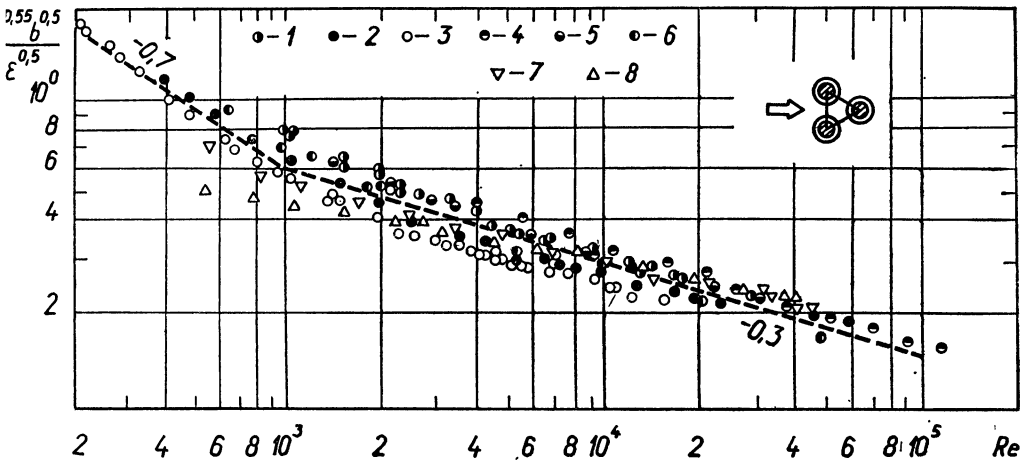


Рис. 6.11. Гидравлическое сопротивление шахматных пучков ребристых труб при следующих значениях h и s, мм: *1* — 1,13×1,06, h=1; *2* — 1,33×1,23, h=2,5; *3* — 1,66×1,53, h=5, s=3; *4* — 1,13×1,06, h=3; *5* — 1,33×1,23, h=7,5; *6* — 1,66×1,53; h=15, s=9; *7* — 1,66×1,53, h=7,5; *8* — 1,66×1,53, h=3, s=9

вихревого потока, поэтому переход к развитому турбулентному обтеканию затягивается.

Сравнение теплоотдачи шахматных и коридорных пучков ребристых труб, проведенное на базе экспериментального материала, полученного разными авторами, указывает на то, что шахматные пучки труб эффективнее коридорных. Этим объясняется наличие большого количества работ, проведенных с шахматными пучками.

На рис. 6.10 согласно данным работы [151] представлены некоторые характерные опытные результаты исследования сопротивления шахматных пучков в зависимости от параметров оребрения. Сопротивление пучка возрастает с повышением высоты ребра при s=idem, а также с уменьшением шага ребра при h=idem. Эта закономерность наблюдается в обеих областях обтекания.

Для определения влияния высоты ребра на коэффициент гидравлического сопротивления при низких и средних значениях Re проводились специальные исследования при постоянных относительных шагах пучков $a \times b$ и постоянном шаге между ребрами s при изменении высоты ребра h от 3 до 15 мм. Поскольку в одних работах влияние ребра учитывалось соотношением h/d, а в других — коэффициентом оребрения ε, анализ проводился двумя способами. Показатель степени при параметре 1 — h/d получен равным 1,4 а при коэффициенте оребрения — 0,5, что хорошо согласуется с данными других работ (рис. 6.11). Для расче-

та коэффициента сопротивления ребристых пучков труб предлагается зависимость

$$\mathrm{Eu} = 5{,}1\,\mathrm{Re}_f^{-0{,}3} \cdot a^{-0{,}55} \cdot b^{-0{,}5} \cdot \varepsilon^{0{,}5}, \qquad (6.24)$$

действительная в следующих интервалах чисел: Re от $5 \cdot 10^2$ до 10^5, ε от 1,43 до 5,13, a от 1,13 до 1,66 и b от 1,06 до 1,53. Как видим, интервал Re продлен в сторону меньших значений (до $5 \cdot 10^2$), поскольку в работе [27] показатели степени при параметре h/d определялись в интервале Re от $2 \cdot 10^4$ до $1{,}3 \cdot 10^6$. Сравнение результатов по сопротивлению пучков с разной компоновкой труб в обеих областях обтекания показывает, что сопротивление прямо пропорционально плотности компоновки пучка труб. Влияние изменения поперечного и продольного шагов пучка на его сопротивление отмечено при сравнении опытных данных для пучков с наиболее экстремальной компоновкой. Сравнение показывает, что с увеличением относительных шагов a и b сопротивление пучка труб снижается. В приведенных обобщениях по сопротивлению пучков труб для обеих областей обтекания влияние высоты ребра оценивается параметром $(1 - h/d)^{-1{,}4}$, а влияние шага ребра — параметром $(1 - s/d)^{1{,}8}$. Влияние компоновки пучка учитывается относительными шагами $a^{-0{,}55}$ и $b^{-0{,}5}$.

На рис. 6.12 представлены результаты работы [27], полученные для многорядных шахматных пучков ребристых труб, в которых

$$K_c = [\mathrm{Eu}\, a^{0{,}55} b^{0{,}5} (1 - h/d)^{1{,}4} (1 - s/d)^{-1{,}8}].$$

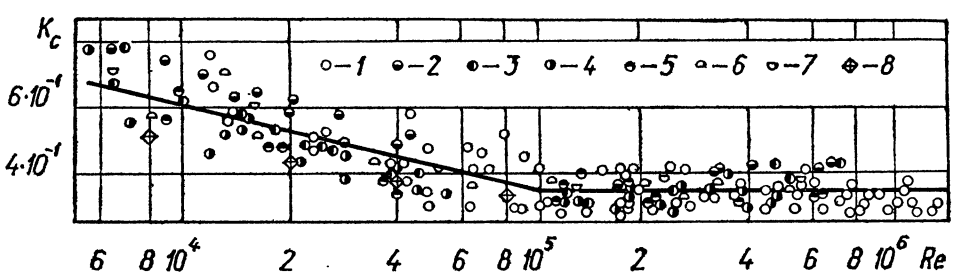


Рис. 6.12. Обобщение данных по гидравлическому сопротивлению шахматных пучков ребристых труб при разных значениях коэффициента оребрения $\delta_2/\delta_1 = 2/1$ мм и φ от 2 до 4°. $a \times b$: *1* — 2,2×1,3; *2* — 2,67×1,46; *3* — 2,97×1,65; *4* — 4,04×1,98; *5* — 2,74×1,64; *6* — 3,74×2,01; *7* — 2,7×1,46; *8* — 4,13×1,46

Отклонение этих результатов от кривых, обобщающих экспериментальные данные, не превышает ±20% до $\mathrm{Re} = 10^5$ и ±13% при $\mathrm{Re} > 10^5$.

Представляют интерес данные по гидравлическому сопротивлению шахматных пучков ребристых труб, компактность которых достигает

более 700 м²/м³. На рис. 6.13 такие данные [155] приведены для пятирядного ребристого пучка с относительными шагами $a \times b = 1{,}25 \times 1{,}08$ при изменении диаметра d от 6,2 до 19, высоты ребра h от 3 до 6, шага между ребрами s от 1,5 до 4,5, соотношения h/s от 0,89 до 3,9 мм, ко-

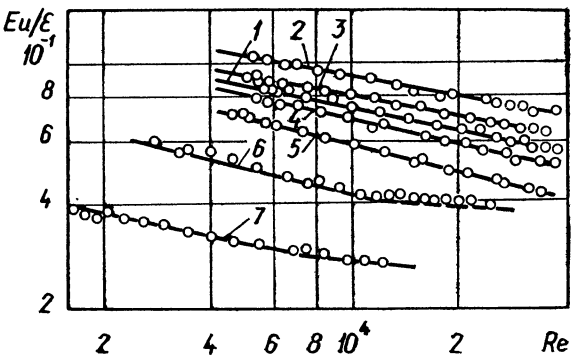


Рис. 6.13. Гидравлическое сопротивление пучков ребристых труб. $d \times h \times s$: *1* — 19×3×1,5; *2* — 17×4×4,5; *3* — 17×4×3,5; *4* — 17×4×2,5; *5* — 17×4×1,5; *6* — 13×6×2,5; *7* — 6,2×4,9×1,6

эффициента оребрения от 3,25 до 12,9 и коэффициента компактности от 319 до 710. На этом рисунке приведена кривая отношения коэффициента сопротивления пяти рядов к коэффициенту оребрения. В зависимости от параметров оребрения расслоение кривых, например при Re=6000, достигает 350%.

В работе [156] получены данные по гидравлическому сопротивлению пучков с высоким коэффициентом оребрения ($\varepsilon = 17{,}7$). Исследовались шестирядные шахматные пучки при изменении поперечного относительного шага от 1,03 до 1,79, продольного шага от 0,455 до 0,983 и коэффициента компактности от 331 до 523. Результаты исследования обобщены зависимостью

$$\xi = 5{,}4\, z c_z \frac{l}{d}\, \mathrm{Re}_l^{-0{,}25}, \qquad (6.25)$$

где $\xi = 2\Delta p/\rho \bar{u}^2$ — коэффициент сопротивления пучка, z — количество рядов по глубине пучка, c_z — поправочный коэффициент на z (при $z = 6$, $c_z = 1$), l — определяющий размер, рассчитываемый по формуле (6.7), $d_e = 2[s(s_1 - d) - 2h\delta]/(2h + s)$ — эквивалентный диаметр минимального проходного сечения пучка. Зависимость (6.25) обобщает данные с точностью ±20% в интервале изменения Re от $6 \cdot 10^3$ до $3 \cdot 10^4$ и l/d_e от 5 до 11.

Широко применяются теплообменники из труб с приварным поперечным ленточным оребрением, предназначенные для работы в высокотемпературном потоке газа. Согласно работе [157], для расчета гид-

равлического сопротивления шестирядных шахматных пучков 2,41×
×1,36 и 2,4×1,82 с приварным ленточным оребрением получена зависимость

$$Eu = 7{,}3\,Re^{-0{,}36}, \tag{6.26}$$

а для коридорных пучков 1,82×1,82 и 1,82×2,73 —

$$Eu = 4{,}7\,Re^{-0{,}36}, \tag{6.27}$$

и

$$Eu = 5{,}13\,Re^{-0{,}36} \tag{6.28}$$

соответственно в интервале чисел Re от $3\cdot10^3$ до 10^4 при характеристиках оребрения труб $h/d=0{,}364$, $s/d=0{,}173$, $\delta/h=0{,}085$.

В работе [158] определено влияние количества рядов труб и наклона ребра к продольной оси трубы на коэффициент гидравлического сопротивления шахматных (1,04×0,91) и коридорных (1,04×1,01) пучков при $h/d=0{,}43$, $s/d=0{,}15$, $s/\delta=5{,}83$ и $\varepsilon=9{,}32$. С целью определения влияния наклона ребер изготовлялись трубы с однозаходным ребром с углом атаки 1°28′ и с двухзаходным ребром с углом атаки 2°56′. Исследования проводились в интервале Re от $6\cdot10^3$ до $6{,}5\cdot10^4$. Установлено, что с увеличением угла наклона ребра в два раза коэффициент сопротивления возрастает до 40%, так как чем больше угол атаки, тем сильнее закручивается поток, на что расходуется дополнительная энергия. Следовательно, при анализе экспериментальных данных необходимо обращать внимание на угол атаки ребра.

Для расчета гидравлического сопротивления однорядного змеевика из ребристых труб, размещенного в кольцевом канале по окружности корпуса, в работе [159] предложена зависимость

$$Eu = 0{,}24\,Re^{-0{,}125}(s/d)^{0{,}5}\cdot z, \tag{6.29}$$

где z — количество труб в змеевике, s — продольный шаг ребристых труб, изменяющийся от 20 до 90 мм. Ширина кольцевого канала равна 55 мм, $d\times h\times s=22\times10{,}5\times3{,}34$ мм и $\delta=1{,}25$ мм. (Количество витков змеевика может быть различным в зависимости от конструкции прибора.)

С увеличением размеров канала гидравлическое сопротивление незначительно снижается, а с ростом продольного шага s заметно повышается сопротивление (показатель степени при параметре s/d получен равным 0,5). Это объясняется тем, что с увеличением продольного шага возрастает интенсивность циркуляции жидкости в застойных зонах и расходуется больше энергии движущегося потока.

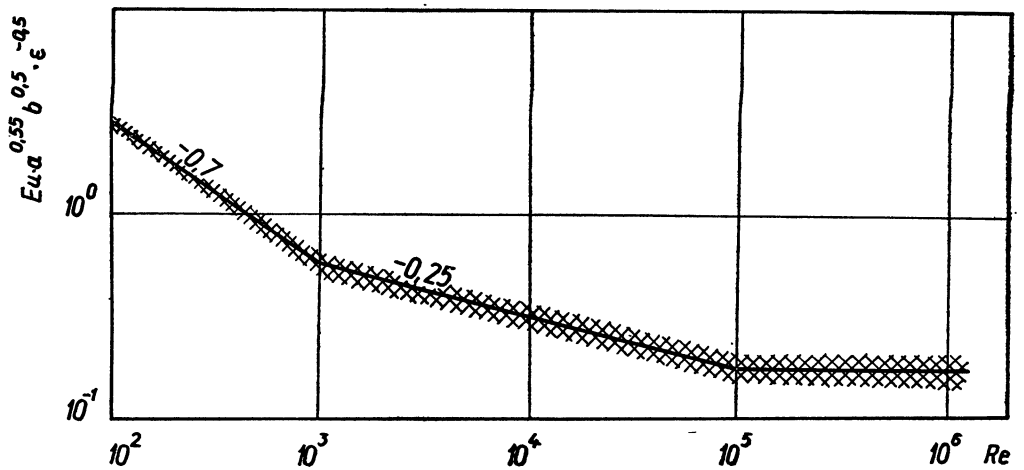


Рис. 6.14. Обобщение данных по гидравлическому сопротивлению шахматных пучков ребристых труб

Детальные исследования пучков труб со спиральным оребрением проведены в ИФТПЭ АН ЛитССР в широком интервале Re и характеристик оребрения. На основе работ [27, 29, 151] для практических расчетов гидравлического сопротивления шахматных пучков ребристых труб получены следующие зависимости (рис. 6.14): при Re от 10^2 до 10^3, коэффициенте оребрения ε от 1,5 до 16,0, a от 1,13 до 2,0, b от 1,06 до 2,00 —

$$Eu = 67{,}6\, Re^{-0,7} \cdot a^{-0,55} \cdot b^{-0,5} \cdot \varepsilon^{0,5}, \qquad (6.30)$$

при Re от 10^3 до 10^5 —

$$Eu = 3{,}2\, Re^{-0,25} \cdot a^{-0,55} \cdot b^{-0,5} \cdot \varepsilon^{0,5}, \qquad (6.31)$$

а при Re от 10^5 до $1{,}4 \cdot 10^6$ —

$$Eu = 0{,}18\, \varepsilon^{0,5} \cdot a^{-0,55} \cdot b^{-0,5}. \qquad (6.32)$$

Уравнения (6.31) и (6.32) действительны в интервалах ε от 1,9 до 16, a — от 1,6 до 4,13 и b — от 1,2 до 2,35.

Для коридорных пучков труб со спиральным и круглым оребрением [29] (рис. 6.15) в интервалах Re от 10^3 до 10^5, ε от 1,8 до 16,3, a от 2,38 до 3,13 и b от 1,2 до 2,35 предлагается зависимость

$$Eu = 0{,}068\, \varepsilon^{0,5} \cdot \eta^{-0,4}, \qquad (6.33)$$

где $\eta = (a-1)/(b-1)$.

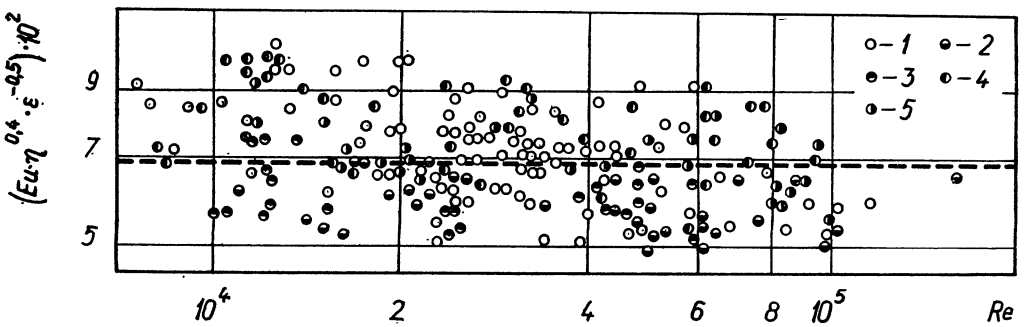


Рис. 6.15. Гидравлическое сопротивление коридорных пучков ребристых труб: *1* — по работе [160] при изменении $a \times b$ от 1,82 до 2,72; *2* — по [161] при изменении $a \times b$ от 1,5 до 2,0; *3* — по [162] при изменении $a \times b$ от 1,7 до 3,0; *4* — по [163], $a \times b = 1{,}97 \times 1{,}97$ и $1{,}95 \times 1{,}95$; *5* — по [164] при изменении $a \times b$ от 1,8 до 2,1

Практический интерес представляет изучение гидравлического сопротивления пучков труб с продольными ребрами. Пучки труб с низкими продольными ребрами могут применяться вместо пучков шероховатых труб в тех случаях, когда из-за специфических условий работы шероховатая поверхность загрязняется. В работе [165] проведено исследование влияния геометрических характеристик продольного оребрения труб на коэффициент гидравлического сопротивления шахматных пучков. Для определения влияния высоты ребра исследовался пучок с $a \times b = 1{,}5 \times 1{,}5$ при изменении h от 1,02 до 5 мм, s от 2,36 до 5,96 мм и коэффициента оребрения ε от 1,53 до 3,17. При выявлении влияния относительных шагов использовались пучки с $a \times b = 2{,}0 \times 1{,}5$; $2{,}0 \times 1{,}08$; $1{,}5 \times 1{,}08$; $1{,}25 \times 1{,}08$ с продольными и винтовыми ребрами при изменении ε от 1,79 до 2,25 и высоте ребер 2 и 3 мм. Установлено, что при $Re > 4 \cdot 10^4$ поверхность с низкими ребрами более эффективна по сравнению с гладкой. При шаге между ребрами 3, 5 мм высота ребер не должна превышать 3 мм. Продольное оребрение труб дает возможность значительно увеличить поверхность теплообмена. Исследования по выяснению наиболее эффективного шага ребра велись при постоянной высоте ребра $h = 3$ мм и изменении шага ребра от 1,5 до 3,6 мм. Установлено, что при $s = 2$ мм габариты ребристой поверхности на 25% меньше габаритов гладкой поверхности.

Исследования [145] коридорного пучка $1{,}68 \times 1{,}28$ с продольным оребрением (по двадцать ребер на трубе) при $h/d = 0{,}015$, $h/\delta = 0{,}52$ в интервале $Re = 10^3 — 5 \cdot 10^5$ показали, что гидравлическое сопротивление этого пучка на 30% больше, чем пучка с гладкой поверхностью труб.

Ввиду более простой технологии изготовления, относительно малого загрязнения при эксплуатации, устойчивости к обгоранию наружных частей часто в качестве оребрения используются цилиндрические (рис. 6.1), конические, параболические и каплеобразные шипы. В работе [166] для расчета сопротивления шахматных пучков труб с цилиндрическими шипами в интервале Re от $2\cdot10^3$ до 10^4, ε от 2,88 до 4,95, a от 1,65 до 4,35 и b от 1,27 до 1,79 получена зависимость

$$\mathrm{Eu}=5{,}62\,\psi^{-2{,}1}\cdot\varepsilon^{0{,}6}, \tag{6.34}$$

а для коридорных пучков труб при $a=2{,}2$ и b, изменяющемся от 1,47 до 2,05 —

$$\mathrm{Eu}=0{,}69\cdot\varepsilon^{0{,}15}\cdot b, \tag{6.35}$$

где ε — коэффициент оребрения (отношение полной внешней поверхности трубы с шипами к наружной поверхности трубы без шипов), b — продольный относительный шаг, $\psi=[(s_1/d-1)/(s_2'/d-1)]$, s_2' — диагональный шаг пучка.

В энергетическом оборудовании широко применяются трубы с проволочным оребрением. В работе [167] для расчета сопротивления шахматных пучков труб с проволочным оребрением при изменении Re от 920 до $1{,}9\cdot10^4$, l_0/s от 0,101 до 0,278, h/s от 1,5 до 2,5 d/s от 2,4 до 3,8, a от 2,1 до 4,0 и b от 1,84 до 4,0 приведена зависимость

$$\mathrm{Eu}=2{,}6\,\mathrm{Re}^{-0{,}24}\cdot(l_0/s)^{-0{,}365}\cdot(h/s)^{0{,}15}\cdot(d/s)^{0{,}1}\cdot a^{-0{,}32}\cdot b^{-0{,}2}, \tag{6.36}$$

а для Re от $3{,}7\cdot10^3$ до $1{,}9\cdot10^4$ и $h/s<1{,}5$ — зависимость

$$\mathrm{Eu}=0{,}36\,(l_0/s)^{-0{,}365}\cdot(h/s)^{0{,}15}\cdot(d/s)^{0{,}1}\cdot a^{-0{,}32}\cdot b^{-0{,}2}, \tag{6.37}$$

где l_0 — шаг петель. Определяющий размер в выражении числа Re в формуле (6.36) — шаг витков s.

Практический интерес представляет сравнение гидравлического сопротивления пучков ошипованных труб с пучками труб с проволочным оребрением. На рис. 6.16 согласно работе [168] приведена зависимость коэффициента гидравлического сопротивления от числа Рейнольдса для шахматных пучков с относительными шагами, близкими к оптимальным. Исследовались ошипованный пучок (рис. 6.1,*в*) с относительными шагами $a\times b=3{,}0\times2{,}0$, относительным диаметром шипов $d_1/h=0{,}5$, где d_1 — диаметр шипов, продольным относительным шагом шипов $s/d=0{,}47$, относительной высотой шипов $h/d=0{,}625$, коэффициентом компактности $\Pi=84$ м^2/м^3 и коэффициентом оребрения $\varepsilon=5{,}46$; ошипованный пучок $3{,}0\times2{,}0$ с шипами в виде пластины (рис.6.1,*г*) относительной шириной $l/d=0{,}84$, где l — ширина пластины, относительной толщиной пластины $\delta'/h=0{,}125$, где δ' — толщина пластины, $s/d=0{,}375$, $h/d=0{,}67$, $\Pi=104$ м^2/м^3 и $\varepsilon=6{,}78$; пучок $3{,}0\times2{,}6$ из

труб с проволочным оребрением (рис. 6.1,*д*) с диаметром проволоки 0,76 и количеством петель по окружности витка, равным 60, $h/d=0{,}87$, $s/d=0{,}39$, $П=223$ м²/м³ и $\varepsilon=11{,}3$. Из рис. 6.16 видно, что наибольшее сопротивление имеет пучок из труб с проволочным оребрением.

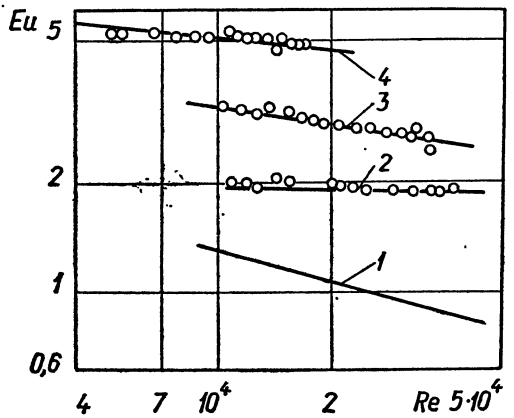


Рис. 6.16. Гидравлическое сопротивление шахматных пучков: *1* — пучок гладких труб 2,0×2,0; *2* — пучок 3,0×2,0 с шипами в форме пластин (рис. 6.1,*г*); *3* — пучок 3,0×2,0 с шипами цилиндрической формы (рис. 6.1,*в*); *4* — пучок 3,0×2,6 с проволочным оребрением (рис. 6.1,*д*)

Для сравнения приведена сплошная кривая, соответствующая сопротивлению шахматного пучка 2,0×2,0 из гладких труб. Для определения гидравлического сопротивления в работе [168] приводятся следующие зависимости: для шахматного пучка 3,0×2,0, ошипованного в виде пластин в интервале Re от 10^4 до $4{,}5\cdot10^4$ —

$$Eu=2{,}8\,Re^{-0{,}04}, \tag{6.38}$$

для шахматного пучка 3,0×2,0 с шипами диаметром 5 мм в интервале Re от 10^4 до $4\cdot10^4$

$$Eu=14\,Re^{-0{,}16} \tag{6.39}$$

и для шахматного пучка с проволочным оребрением в интервале Re от $5\cdot10^3$ до $2\cdot10^4$ —

$$Eu=12{,}3\,Re^{-0{,}1}. \tag{6.40}$$

Наименьшие габариты имеет пучок с проволочным оребрением, а наибольшие — пучок с шипами цилиндрической формы.

В энергетических установках широко применяются теплообменные аппараты с плавниковым оребрением труб. Для расчета шахматных пучков плавниковых труб можно пользоваться зависимостью [169]

$$Eu=\left(\frac{0{,}3}{b-0{,}8}+0{,}55\,\frac{h}{d}+1{,}23\right)Re^{-0{,}27}, \tag{6.41}$$

которая применяется при a от 1,7 до 2,6, b от 1,1 до 1,6, h/d от 0,5 до 1,0, $\bar{\delta}/d$ от 0,15 до 0,3, где $\bar{\delta}$ — средняя толщина ребра. Потери давления на входе в пучок и выходе из него учитываются в работе [170] путем замены z на $z+1$.

Измерение местных гидродинамических характеристик в межреберном пространстве показало, что теплоноситель, движущийся между гладкими поперечными ребрами, турбулизируется недостаточно, особенно при большой высоте ребер. Для интенсификации движения потока ребра в зонах основания разрезаются. Такие мероприятия, несмотря на дополнительные затраты, оправдываются. Разрезка ребер ведется вдоль образующей трубы или по винтовой линии, после чего концы ребер по линии разреза загибают в противоположные стороны. Глубина, количество и угол наклона разрезов зависят от «лабиринтов» ребристой трубы.

Рассмотрим [170] влияние угла подъема винтовой линии и количества заходов линии разрезки ребра (при различных ее вариантах) на коэффициент гидравлического сопротивления пятирядного шахматного пучка труб с $a\times b=1{,}04\times 0{,}91$ при изменении угла подъема винтовой линии γ от 30 до 60°, числа заходов n от 4 до 12, относительной длины разрезки ребра L/D от 0,08 до 0,52 (где L — длина разрезки ребра, D — наружный диаметр), постоянном значении $s/d=0{,}15$, $\delta/h=0{,}06$ и коэффициенте оребрения, равном ~ 10.

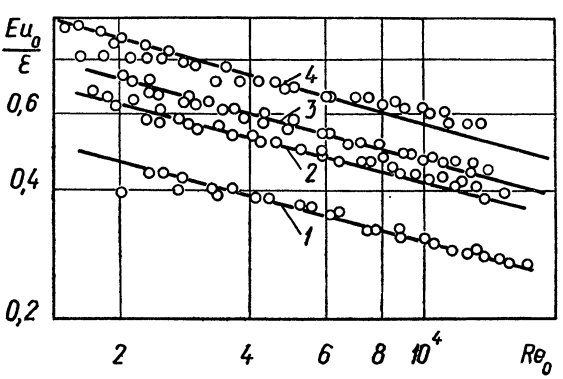


Рис. 6.17. Гидравлическое сопротивление шахматных пучков 1,04×0,91, $L/D=0{,}39$, $n=8$: *1* — без разрезки ребер; *2* — с разрезкой ребер при $\gamma=30°$; *3* — $\gamma=45°$; *4* — $\gamma=60°$

Коэффициент оребрения таких пучков определяется по выражению

$$\varepsilon=1+\frac{2h}{sd}(d+h+\delta). \qquad (6.42)$$

Поверхность разрезанных ребристых труб несколько увеличивается в зависимости от угла подъема винтовой линии и количества ее захо-

дов. Коэффициент оребрения таких труб определяется в соответствии с зависимостью

$$\varepsilon = 1 + \frac{2h}{sd}(d + h + \delta) + \frac{2n\delta h}{\pi ds \sin\gamma}. \qquad (6.43)$$

Разрезанные ребра представляют собой пластинки, загнутые в разные стороны. Увеличение поверхности за счет разрезки ребер составляет примерно 55%. Как видно из рис. 6.17, сопротивление шахматных

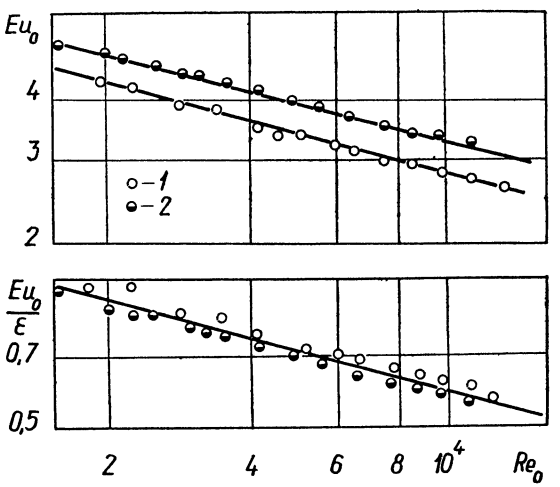


Рис. 6.18. Гидравлическое сопротивление шахматных пучков 1,25×1,08 с короткими разрезными ребрами, $h/d=0{,}16$, $\delta/d=0{,}016$: *1* — $s/d=0{,}1$, $\varepsilon=4{,}52$; *2* — $s/d=0{,}079$, $\varepsilon=5{,}68$

пучков труб существенно зависит от угла подъема винтовой линии, особенно в пучке с $\gamma=60°$ и $n=8$, по сравнению с пучком при $\gamma=30$ и 45° и том же n (кр. *2—4*) и с пучком без разрезки ребер (кр. *1*). Исследования показали, что при $\gamma=45°$ и разных числах заходов линии разрезки с увеличением последних коэффициент гидравлического сопротивления возрастает. Уже при небольших значениях n в межтрубном пространстве образуются вихри. При $n=12$ значительно увеличивается коэффициент гидравлического сопротивления, что связано с загромождением межреберного пространства. В качестве оптимального значения рекомендуется $n=8$, а в качестве оптимального угла можно принять $\gamma=45°$. Если диаметр труб небольшой, то длина разрезного ребра по наружному его диаметру оптимальна при $L/D=0{,}39$—$0{,}55$, где L — длина пластинки по наружному диаметру, D — наружный диаметр ребристой трубы.

При оптимальном варианте разрезки сопротивление выражается зависимостью

$$\mathrm{Eu}_0 = 4{,}54\,\mathrm{Re}_0^{-0{,}243}\cdot\varepsilon, \qquad (6.44)$$

применяемой для интервала Re_0 от $1{,}4\cdot10^3$ до $1{,}6\cdot10^4$. Анализ результатов показал, что в компактном шахматном пучке $1{,}04\times0{,}91$ в качестве определяющей величины в числах Эйлера и Рейнольдса лучше принимать скорость набегающего потока U_0, за определяющей размер — диаметр трубы, несущей оребрение, а физические параметры рассчитывать по средней температуре потока в пучке. Определенные таким образом числа подобия обозначены на рис. 6.17 как Eu_0 и Re_0.

Проанализируем представленные в работе [171] данные по гидравлическому сопротивлению пятирядных шахматных пучков с короткими и длинными разрезными ребрами. На рис. 6.18 приведена зависимость коэффициента гидравлического сопротивления, отнесенного к коэффициенту оребрения, от Re для пучков с короткими разрезными ребрами и двух пучков с постоянными шагами $1{,}25\times1{,}08$, относительной высотой ребра $h/d=0{,}16$, шагами оребрения $s/d=0{,}079$—$0{,}1$, толщиной ребра $\delta/d=0{,}016$ и коэффициентами оребрения $\varepsilon=4{,}52$ и $5{,}68$ соответственно. Из верхней части рис. 6.18 видно, что в пучке с меньшим коэффициентом оребрения и большим шагом s/d Eu_0 (Re_0) ниже. Относительное значение Eu_0/ε приведено в нижней части рис. 6.18. Как видим, в компактных пучках труб представление данных в виде зависимости $Eu_0/\varepsilon=f(Re_0)$ с использованием скорости набегающего потока в небольших интервалах изменения s/d и ε дает возможность с достаточной для практического применения точностью обобщить экспериментальные данные одной кривой.

Для расчета коэффициента гидравлического сопротивления пучков $1{,}25\times1{,}08$ с разрезными ребрами используется зависимость

$$Eu_0=6\,Re_0^{-0{,}25}\cdot\varepsilon, \qquad (6.45)$$

действительная в диапазоне $1{,}8\cdot10^3\leqslant Re_0\leqslant1{,}4\cdot10^4$.

Посмотрим, как изменяется гидравлическое сопротивление в зависимости от разрезки ребра в компактных пучках труб. На рис. 6.19

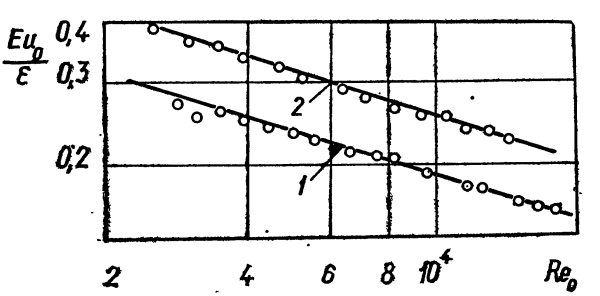


Рис. 6.19. Гидравлическое сопротивление шахматных пучков $1{,}04\times0{,}91$ с длинными ребрами: *1* — $s/d=0{,}15$, $h/d=0{,}435$, $\delta/d=0{,}022$, $\varepsilon=9{,}32$, неразрезные ребра; *2* — то же, разрезные ребра

показано изменение зависимости $Eu_0/\varepsilon=f(Re_0)$ в пучке с $a\times b=1{,}04\times\times0{,}91$, $h/d=0{,}435$, $s/d=0{,}15$, $\delta/d=0{,}022$ и $\varepsilon=9{,}32$ с разрезными (кр. *2*) и неразрезными (кр. *1*) ребрами. При разрезных ребрах и тех же параметрах оребрения $Eu_0/\varepsilon=f(Re_0)$ значительно выше, а следовательно, и теплоотдача такого пучка больше. В исследованном

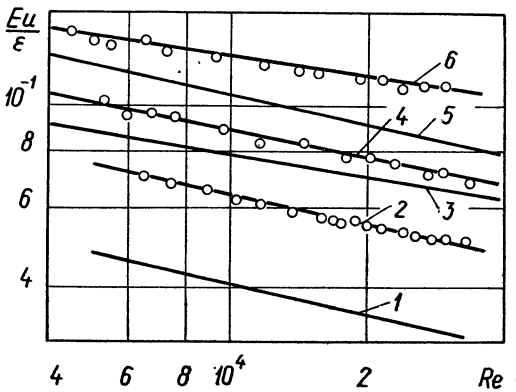


Рис. 6.20. Гидравлическое сопротивление шахматных пучков ребристых труб: *1* — 2,78×2,41, $h/u=3{,}33$, $\varepsilon=9{,}86$, гладкие ребра; *2* — тот же пучок с разрезными ребрами; *3* — 1,83×1,59, $h/u=2{,}0$, $\varepsilon=5{,}05$, гладкие ребра; *4* — тот же пучок с разрезными ребрами; *5* — 1,83×1,59, $h/u=1$, $\varepsilon=3{,}25$, гладкие ребра; *6* — тот же пучок с разрезными ребрами

интервале Re теплоотдача пучков труб с разрезными ребрами увеличивается в 2 раза, а затраты мощности возрастают примерно на 40%. При неразрезных ребрах в пучке 1,04×0,91

$$Eu_0=4{,}18\,Re_0^{-0{,}34}\cdot\varepsilon, \tag{6.46}$$

а при разрезных —

$$Eu_0=5{,}6\,Re_0^{-0{,}34}\cdot\varepsilon, \tag{6.47}$$

что действительно в диапазоне $2\cdot10^3\leqslant Re_0\leqslant1{,}8\cdot10^4$.

Рассмотрим сопротивление шахматных пучков труб с разрезными ребрами согласно данным работы [172]. Поперечный шаг s_1 в этих пучках равнялся диагональному шагу s_2', а величины a и b изменялись от 1,83 до 2,78 и от 1,59 до 2,41 соответственно. При таком расположении труб параметр

$$\Psi=[(s_1-d)/(s_2'-d)]^{0{,}2}$$

был равен единице. Соотношение h/u изменялось от 1 до 3,5. Как показали исследования, интенсификация процесса движения жидкости в межреберном пространстве труб целесообразна при соотношении $h/u>2$, где $u=s-\delta$ — расстояние между ребрами, δ — их толщина. Как видно из рис. 6.20, коэффициент сопротивления в пучках с разрезными ребрами на 15—25% больше, чем в пучках с гладкими ребрами,

что связано с дополнительной турбулизацией потока в межреберном пространстве.

Таким образом, разрезка как длинных, так и коротких ребер приводит к существенной интенсификации движения теплоносителя, что необходимо учитывать при решении вопроса о весе и габаритах теплообменника. Компактность тесных ($a \times b = 1{,}04 \times 0{,}91$) ребристых пучков труб с разрезными ребрами может достигать 1000 м^2/м^3.

Для изготовления теплообменников, широко применяемых в транспортных средствах, в целях улучшения их энергетических характеристик, используются трубы овальной формы, а оребрение плоских труб выполняется в виде общей пластины (рис. 6.1, *е*). Сопротивление таких теплообменников меньше по сравнению с изготовленными из круглых труб, а компактность больше. С целью интенсификации теплообмена на пластине, соединяющей овальные трубы, изготовляются различного вида интенсификаторы. Оребрение круглых труб, применение овальных труб и интенсификаторов на ребрах дают возможность уменьшить длину теплообменника по глубине. Это особенно важно при конструировании теплообменников для транспортных средств, когда вес и габариты ограничиваются технико-экономическими показателями силовой установки.

Рассмотрим влияние перфорации оребренных овальных труб на гидравлическое сопротивление пучка. Согласно работе [173], перфора-

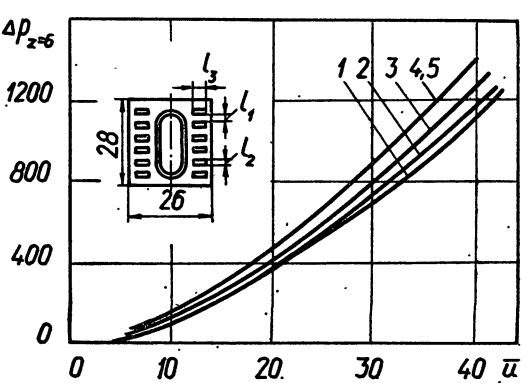


Рис. 6.21. Зависимость гидравлического сопротивления пучков от скорости потока: *1* — гладкая пластина; *2* — $l_1/l_2 = 5/1{,}0$; *3* — 2,5/1,0; *4* — 1,0/1,0; *5* — 1,0/1,5

ция выполнялась на плоских ребрах в виде прямоугольных отверстий с разными расстояниями между ними. Расстояние между отверстиями l_1 изменялось от 1 до 5 мм. Ширина щели l_2 равнялась 1 и 1,5 мм, высота ребер — 7,7 мм, а длина щели $l_3 = 5$ мм (рис. 6.21). Исследования проводились с шестирядным пучком оребренных труб при расстоянии между ребрами соседних труб, равном 2 мм. Как видно из рис. 6.21,

перфорация ребер приводит к увеличению гидравлического сопротивления пучка оребренных труб. Разница между сопротивлениями гладких и перфорированных ребер увеличивается с ростом скорости. Еще больше гидравлическое сопротивление возрастает при малых размерах отверстий (рис. 6.21, кр. *4*, *5*), которые способствуют лучшему переносу количества движения в межреберном пространстве. Такой теплообменник обладает лучшими энергетическими показателями.

В пучках, изготовленных из труб с овальным оребрением, ускорение скорости набегающего потока меньше, чем в пучках круглых ребристых труб. Поэтому и гидравлическое сопротивление пучков овальных ребристых труб меньше. Следует отметить, что компактность пучков овальных труб выше компактности пучков круглых труб. На рис. 6.22 сопоставлены [174] данные по гидравлическому сопротивлению коридорного ($a\times b=3{,}0\times 1{,}62$) и шахматного ($a\times b=3{,}06\times 1{,}51$) пучков ребристых овальных труб с данными шахматного ($a\times b=1{,}82\times 1{,}59$) пучка круглых ребристых труб. Высота в шахматном пучке овальных труб $h=8$ мм, толщина ребра у вершины $\delta=0{,}6$ мм, у основания — 2,5 мм, шаг ребра $s=3$ мм, коэффициент оребрения $\varepsilon=7{,}6$. Не изменяя диаметра трубы, как плохообтекаемого тела, с помощью плоских вставок с поперечным оребрением в виде лепестков можно получить удобообтекаемые ребристые поверхности. Изучению коэффициента сопротивления и эффективности мембрано-лепестковых шахматных пучков труб посвящена работа [175]. Коэффициент оребрения таких пучков определяется по зависимости

$$\varepsilon=\frac{F_1+F_2+F_3}{F_1}, \qquad (6.48)$$

где F_1 — поверхность труб, несущих оребрение; F_2, F_3 — поверхность мембран и лепестков соответственно. Проведенные исследования с пучками труб 2,13×1,24 при $\varepsilon=2{,}7$—$4{,}0$ и 3,55×1,24 при $\varepsilon=2{,}7$—$4{,}0$ в интервале $\mathrm{Re}=2\cdot 10^3$—$2{,}5\cdot 10^4$ показали, что оребрение более эффек-

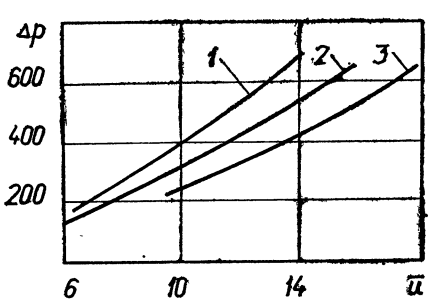


Рис. 6.22. Зависимость гидравлического сопротивления пучков от скорости потока: *1*, *2* — овальные трубы шахматного (3,06×1,51) и коридорного (3,0×1,62) пучков соответственно; *3* — круглые трубы шахматного пучка 1,82×1,59

тивно при компактном расположении труб. С увеличением коэффициента оребрения пучков с большим поперечным шагом их гидравлическое сопротивление не возрастает.

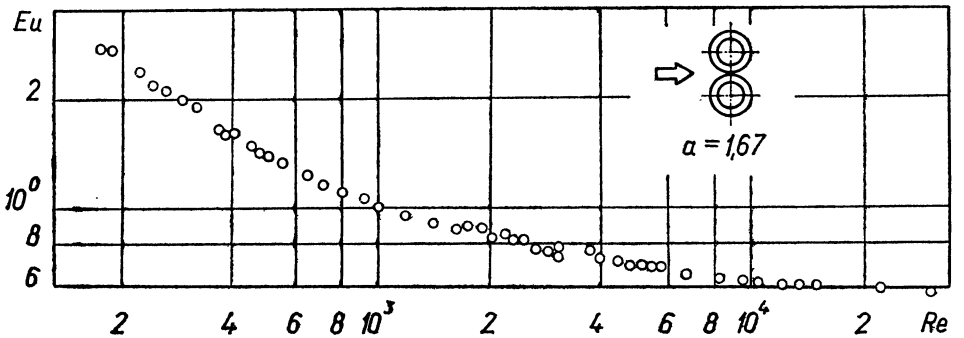


Рис. 6.23. Гидравлическое сопротивление одного ряда компактного пучка ребристых труб

На практике широко применяются однорядные пучки ребристых труб. На рис. 6.23 приведены результаты по гидравлическому сопротивлению одного компактного ряда ребристых труб с $a=1{,}67$, $d=15$, $D=25$, $h=5$, $s=3$ и $\varphi=4°$. При таком расположении труб ребра соприкасаются. Из рисунка видно, что с ростом Re величина Eu значительно уменьшается и при $Re>10^4$ приближается к значению при автомодельном обтекании.

Экспериментально установлено, что при поперечном обтекании ребристых труб потоком жидкости число Эйлера, относящееся к одному ряду многорядного пучка, может значительно отличаться от полученного аналогичным образом числа Эйлера в малорядном пучке труб, например в пучке с количеством рядов $z\leqslant 5$. На рис. 6.24 приведен

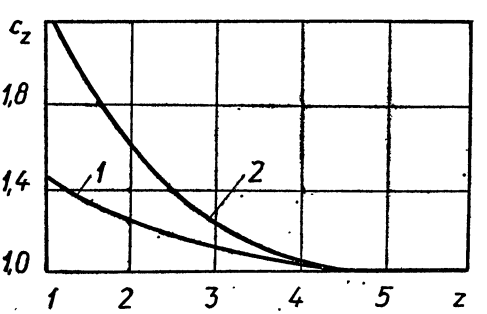


Рис. 6.24. Зависимость поправочного коэффициента на сопротивление малорядных шахматных (*1*) и коридорных (*2*) пучков от количества рядов труб в интервале изменения $a\times b$ от 1,6×1,5 до 2,0×2,0

поправочный коэффициент на сопротивление малорядных пучков ребристых труб согласно данным работ [151, 176].

Как показали проведенные исследования, при $\mathrm{Re}=10^2$—10^4 коэффициенты гидравлического сопротивления в первом и глубинном рядах почти одинаковы или различие не превышает 6%, а свыше $\mathrm{Re}=10^4$ при их расчете следует пользоваться поправкой c_z (рис. 6.24). В данной работе коэффициент оребрения $\varepsilon=5{,}1$, а в работе [176] $\varepsilon=10{,}6$. Полученные значения c_z можно применять и при других значениях коэффициента оребрения труб.

В общем случае гидравлическое сопротивление пучка определяется по зависимости

$$\Delta p = \mathrm{Eu}\cdot\rho\cdot\bar{u}^2\cdot z\cdot c_z, \tag{6.49}$$

где Eu — сопротивление глубинного ряда многорядного пучка, c_z — поправочный коэффициент на сопротивление малорядных пучков труб, определяемый по рис. 6.24. При $z\geqslant 6$ $c_z=1$. При расчете коэффициента гидравлического сопротивления по вышеприведенным зависимостям за определяющую температуру необходимо принимать среднюю температуру потока по глубине пучка, за определяющую скорость — среднюю скорость в наименьшем проходном сечении пучка, а за определяющий размер — диаметр трубы, несущей оребрение.

Дальнейшее совершенствование конструкций теплообменников тесно связано с изучением местных характеристик движения жидкости в межтрубном пространстве и изысканием способов управления им с целью решения поставленной перед нами задачи — создания высокоэффективного энергетического оборудования.

Вопросы повышения эффективности теплообменного оборудования, изучения его гидродинамических характеристик обтекания, увеличения компактности, уменьшения веса читатель может найти в работах [177—182].

7 Вибрации обтекаемых пучков труб

Под действием нестационарных гидродинамических сил, возникающих при обтекании труб теплообменников и стержневых систем реакторов, происходят их вибрации, которые иногда называют гидродинамическими. На практике при неправильном выборе рабочих скоростей потока гидродинамические вибрации могут стать причиной преждевременного выхода из строя теплообменных устройств. Поэтому важно не только уметь рассчитать эти вибрации, но и знать пути их предотвращения или снижения до допустимого уровня. Для решения этой задачи надо определить гидродинамические силы, действующие на трубы, собственные частоты колебаний труб, массу жидкости, присоединенную к колеблющейся трубе, степень демпфирования труб, механизмы возбуждения труб в зависимости от способа их расположения в пучке и многие другие параметры.

В настоящей работе вибрации труб, возбуждаемые потоком, исследованы на моделях пучков с разным расположением труб, часто встречающимся в реальных теплообменниках. Одновременно проведены и гидродинамические исследования потока, изучены механизмы возбуждения труб. Рассмотрены вопросы появления акустического шума в теплообменниках, рекомендуются меры борьбы с ним. Изучение вибраций, возбуждаемых потоком, представлено одновременно с рассмотрением основных причин их появления. Большое внимание уделено объяснению физической природы гидродинамических вибраций, их взаимосвязи с обтеканием труб.

7.1. Параметры вибраций труб

Амплитуда колебаний труб, возбуждаемых потоком жидкости, зависит главным образом от усредненной скорости $\bar{u}$ и плотности жидкости ϱ, расчетной массы трубы m, и ее собственной частоты колебаний f_n, значения демпфирования, которое принято выражать в виде логарифмического декремента δ, и диаметра трубы d. Поэтому смещение вибрирующей трубы можно описать функциональной зависимостью

$$y = f(\bar{u},\ \varrho,\ m,\ f_n,\ \delta,\ d). \tag{7.1}$$

С помощью теории подобия и дименсионного анализа уравнение (7.1), определяющее смещение трубы при ее вибрации, можно пред-

ставить в виде зависимости, в которую входят безразмерные параметры:

$$y/d=f\left(\frac{\bar{u}}{f_n d},\ \frac{m\delta}{\rho d^2}\right). \tag{7.2}$$

Из уравнения (7.2) следует, что амплитуда колебаний трубы, возбуждаемых потоком, зависит от безразмерной скорости потока $\bar{u}/(f_n d)$ и безразмерного коэффициента $m\delta/(\rho d^2)$, который в литературе именуется параметром затухания. В общем случае расчетная масса трубы состоит из массы материала трубы $m_т$, массы жидкости, находящейся в трубе $m_ж$, и массы жидкости присоединенной к вибрирующей трубе, $m_п$. В жидкости или плотном газе собственная частота колебаний трубы меньше, чем в вакууме из-за присоединенной к ней жидкости при колебаниях. Масса единицы длины трубы рассчитывается по уравнению

$$m=m_т+m_ж+m_п. \tag{7.3}$$

Расчетная масса единицы длины трубы переменного сечения определяется суммированием масс отдельных элементов вдоль трубы по формуле

$$m=\frac{\int_0^l m_x y^2\,dx}{\int_0^l y^2\,dx}, \tag{7.4}$$

где l — длина трубы, m_x — расчетная масса отдельного элемента трубы, y — смещение элемента при вибрации трубы.

Параметр затухания значительно влияет на амплитуду колебаний трубы: с его уменьшением амплитуда увеличивается. Практически коэффициентом затухания определяется стабильность вибраций труб в потоках жидкостей и газов. С увеличением скорости потока труба получает все больше кинетической энергии от потока и амплитуда колебаний увеличивается. При этом изменяется гидродинамика труб, а вместе с ней увеличиваются гидродинамические силы, возбуждающие вибрации труб. Амплитуда колебаний труб определяется также видом их возбуждения, который превалирует в отдельных диапазонах скорости потока. При вибрации энергия рассеивается в материале труб жидкой среде, а также в элементах крепления в конструкции. Таким образом, амплитуда колебаний труб зависит от количества энергии, получаемой от потока, и степени демфирования. Если же получаемая энергия больше рассеиваемой при вибрации, то амплитуда увеличивается беспрерывно, до разрушения труб.

В жидкостях и газах большой плотности на амплитуду колебаний влияет способ расположения труб в пучках. Пучки труб характеризуются величинами относительных шагов s_1/d и s_2/d. Поэтому значение относительной амплитуды колебаний труб пучков можно представить в виде зависимости

$$A/d=f\left(\frac{\bar{u}}{f_n d}, \frac{m\delta}{\rho d^2}, \frac{s_1}{d}, \frac{s_2}{d}\right), \tag{7.5}$$

где $\bar{u}$ — усредненная скорость в узком сечении пучка труб.

В потоках большой плотности изменяются значения собственных частот колебаний труб и демпфирования. Это изменение учитывается только для части трубы, погруженной в поток.

В настоящей работе материал по вибрациям труб, возбуждаемым потоком, анализируется в зависимости от безразмерной скорости потока и параметра затухания. Учитывается также влияние условий обтекания и расположения труб в пучках. При обобщении данных уравнением (7.5) за определяющую скорость принимается усредненная скорость в узком сечении пучка, рассчитываемая по уравнению (3.1) для поперечно обтекаемых пучков труб и по уравнению (3.14) для наклонных пучков труб.

7.2. Гидродинамические вибрации труб в потоке теплоносителя

При обтекании труб потоком теплоносителя возникают пульсации давления. На трубы начинают действовать знакопеременные гидродинамические силы, которые возбуждают вибрации. С изменением значения Re изменяется картина обтекания труб, а вместе с ней — причины, вызывающие вибрации.

Экспериментально установлено, что причины возникновения гидродинамических вибраций разнообразны и обусловлены способами расположения труб в пучках и характером их обтекания. Виды возбуждения вибраций труб зависят от гидродинамических сил, действующих на обтекаемые трубы. Обычно каждой такой силе соответствует определенный диапазон скоростей потока.

Вибрации труб, возбуждаемые потоком в трубных системах теплообменников, могут быть вызваны гидродинамическими силами: 1) возникающими из-за турбулентных пульсаций давления потока, 2) обусловленными периодическим отрывом вихрей от труб и образованием вихревых дорожек за ними, 3) возникающими при выходе труб из равновесного положения в пучке и их гидроупругом взаимодействии с потоком. Как показали исследования [183, 184], все доминирующие виды возбуждения хорошо выявляются при поперечном обтекании пуч-

ков труб. В этих случаях большие относительные амплитуды A/d наблюдаются в результате изменения безразмерной скорости потока $\bar{u}/(f_n d)$ при вихревом возбуждении и гидроупругой нестабильности. Это хорошо видно из рис. 7.1, где $\bar{A}_y$ — среднеквадратичное значение $\sqrt{\overline{A_y^2}}$ амплитуды колебаний трубы в поперечном направлении относительно набегающего потока.

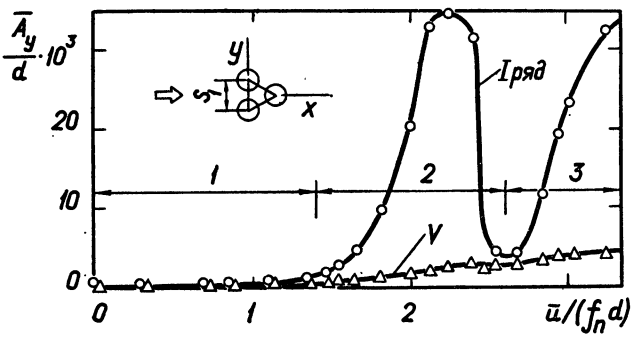


Рис. 7.1. Зависимость среднеквадратичного значения амплитуды колебаний труб в первом и пятом рядах шахматного пучка 1,61×1,38 при f_n=99 Гц от скорости потока. Доминирующие виды возбуждения: *1* — турбулентность; *2* — отрыв вихрей; *3* — гидроупругие вибрации

Наряду с вибрациями труб, возбуждаемыми потоком теплоносителя, в газовых потоках [39, 185—188] часто появляется акустический шум, неблагоприятно действующий на обслуживающий персонал. В реальных теплообменниках с элементами несимметричного сечения появляются вибрации, вызванные гидродинамическими силами вследствие несимметричного обтекания этих элементов [189, 190].

Турбулентные пульсации скорости потока преобразуются на поверхности трубы в пульсации давления. Вследствие этого на трубу начинает действовать знакопеременная гидродинамическая сила. Энергетический спектр этих пульсаций распределяется в широком диапазоне частот. Труба получает от потока энергию для поддержания вибраций, близкую к их собственной частоте, и вибрирует с этой частотой. Характерно, что амплитуда возбуждаемых турбулентностью вибраций плавно увеличивается с ростом скорости потока, поскольку энергия турбулентных пульсаций возрастает с увеличением скорости. Турбулентными пульсациями возбуждаются в основном трубы при продольном их обтекании, при поперечном же обтекании такие вибрации труб возникают в глубинных рядах пучка. Этот вид возбуждения опасен только при течении теплоносителя в теплообменнике с большой скоростью, так как энергия турбулентных пульсаций пропорциональна

квадрату пульсаций скорости потока $\left(\frac{1}{2}\rho\overline{u'^2}\right)$ и при малых скоростях недостаточна для создания больших вибраций.

Вихревое возбуждение труб определяется периодическими гидродинамическими силами, возникающими в процессе формирования и отрыва вихрей от труб пучков. В кормовой части поверхности поперечно обтекаемой трубы или трубы, обтекаемой под некоторым углом, ввиду наличия положительного градиента давления ($dp/dx>0$) появляется обратное течение и формируются вихри. При поочередном отрыве вихрей то с одной, то с другой стороны трубы ее обтекание становится асимметричным. На трубу (рис. 7.2) начинает действовать периодическая гидродинамическая сила, которая способна раскачать упруго установленную трубу.

Появление и периодичность гидродинамической силы определяются тем, что после зарождения вихря на одной из сторон трубы и при дальнейшем его увеличении скорость вне пограничного слоя на той же стороне возрастает, поскольку диаметр вихря быстро увеличивается. Рост скорости одновременно изменяет эпюру давлений, которая становится более деформированной. Данному моменту соответствует наибольшая поперечная сила (рис. 7.2, *а*), действующая на трубу.

В следующий момент времени (рис. 7.2, *б*) вихрь начинает формироваться на противоположной стороне трубы, создавая аналогичную гидродинамическую силу, но другого направления. Вихри отрываются поочередно то с одной, то с другой стороны трубы, поэтому поперечная гидродинамическая сила все время изменяет направление и является источником энергии возбуждения вибраций трубы.

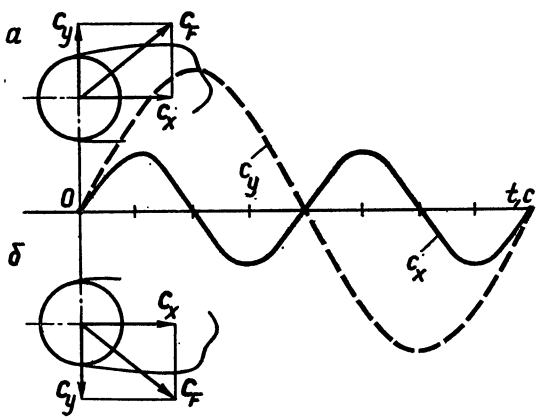


Рис. 7.2. Схема действия периодической гидродинамической силы при отрыве вихрей с одной (*а*) и с другой (*б*) стороны поперечно обтекаемой трубы

Гидродинамическая сила, возникающая вследствие отрыва вихрей, изменяется по синусоидальному закону. Из рис. 7.2 видно, что в продольном направлении ее частота вдвое больше, чем в поперечном. Это связано с тем, что составляющая нестационарной гидродинамической силы, действующая поперек потока, изменяется как по величине, так и по направлению. В то же время составляющая этой силы вдоль потока изменяется только по величине, а направление ее действия остается прежним. Нестационарная гидродинамическая сила, вызванная отрывом вихрей, способна возбудить большие амплитуды колебаний труб, если собственные частоты их колебаний совпадают с частотой отрыва вихрей или с вдвое большей частотой.

Одну или несколько труб можно рассматривать как упругую систему, обладающую собственной частотой колебаний, поэтому с приближением собственной частоты колебаний труб к частоте отрыва вихрей амплитуда колебаний (рис. 7.1) возрастает. Знание частоты отрыва вихрей и собственной частоты колебаний трубы позволяет при проектировании теплообменников предотвратить это явление методом отстройки частот.

Гидроупругие вибрации труб в пучках превалируют при больших скоростях потока. Они появляются под действием гидродинамических сил, возникающих при выходе труб из равновесного состояния в процессе вибраций. Впервые гидроупругие вибрации были обнаружены при исследовании вихревых вибраций труб в одиночных рядах [191]. Впоследствии Коннорс [50] на основе квазистационарной теории и полученных им экспериментальных данных объяснил сущность этих вибраций на примере поперечного ряда труб с относительным шагом $s_1/d=1{,}41$ в потоке воздуха.

В ИФТПЭ АН ЛитССР проведены широкие исследования вибраций пучков труб разной геометрии при поперечном обтекании их теплоносителем [90, 184, 192]. Сущность возникновения гидроупругих вибраций объясняется тем, что при обтекании трубы в пучке и отсутствии вибраций или малых их амплитудах обтекание и эпюра распределения давлений на поверхности трубы симметричны. В этом случае действует только сила сопротивления, направленная вдоль потока (рис. 7.3). Если из-за каких-то причин (турбулентных пульсаций, отрыва вихрей) труба смещается на значительное расстояние от нейтрального положения, то мгновенно изменяются поля скоростей и давлений по ее периметру. Возникают гидродинамические силы, направленные вдоль и поперек потока. Вибрации труб возникают из-за наличия возбуждающей силы, силы инерции и упругости. Трубы вибрируют поперек и вдоль потока, а их перемещение в плоскости становится орбитальным.

Из представленной на рис. 7.3 схемы изменения нестационарной гидродинамической силы в одном колебательном цикле при гидро-

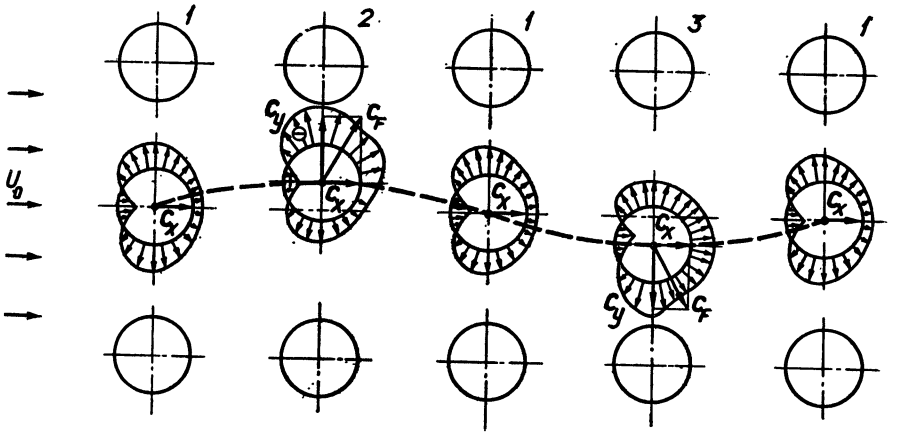


Рис. 7.3. Схема действия нестационарной гидродинамической силы при гидроупругой нестабильности в случае перемещения трубы в поперечном ряду пучка поперек потока в фиксированные моменты времени в течение одного колебательного периода: *1* — симметричное обтекание трубы; *2* и *3* — смещение трубы из симметричного положения

упругих вибрациях следует, что гидродинамическая сила изменяется так же, как и частота колебаний труб. При гидроупругом взаимодействии трубы пучка с потоком вибрации труб усиливаются. С ростом амплитуды колебаний увеличивается и несимметричность обтекания, а значит, и гидродинамическая сила, действующая на трубу. Вследствие этого гидроупругие вибрации быстро возрастают и разрушают трубы при незначительном повышении скорости потока.

Акустический шум, возбуждаемый вихревыми дорожками в трубчатых теплообменниках, возникает при совпадении частоты отрыва вихрей с одной из собственных частот колебаний поперечного столба газового потока. Обычно колебания поперечного столба газа происходят в больших теплообменниках с газовым теплоносителем. Такие теплообменники входят в систему больших котлоагрегатов, применяемых на электростанциях и в промышленности. Устранение акустического шума во всех теплообменниках с поперечно обтекаемыми трубами связано с расчетом частоты возбуждающей гидродинамической силы, частот всех форм колебаний поперечного газового столба и собственных частот колебаний труб. Эти колебания подчиняются синусоидальному закону.

Поперечные колебания столба газа можно описать уравнением

$$y = A \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \sin 2\pi f t, \qquad (7.6)$$

где A — максимальная амплитуда перемещения частиц газа; x — расстояние от стенки канала; λ — длина звуковой волны; f — частота.

С помощью уравнения (7.6) можно определить перемещение частиц газа и узловые точки звуковой волны в любом месте по ширине канала. В этих точках изменение давления максимально, поэтому на стенку канала действует максимальная переменная сила давления, которая иногда приводит к разрушению теплообменника.

Связь между частотой колебаний газового столба и шириной канала [39, 185] можно описать уравнением

$$f=c/\lambda, \tag{7.7}$$

где c — скорость звука.

Для газов [193, 194]

$$c=(Kpv)^{0,5}=(KBT)^{0,5}, \tag{7.8}$$

где K — отношение удельных теплоемкостей при постоянных давлении и объеме; p — среднее абсолютное давление газа; v — удельный объем газа; B — удельная газовая постоянная; T — абсолютная температура газа, К.

В уравнении (7.8) только параметры K и B зависят от состава газа. В котлоагрегатах скорость звука в дымовых газах, как и в воздухе, практически одинакова. Подставив константы для воздуха в уравнение (7.8), получим формулу для определения скорости звука в зависимости от температуры:

$$c=20,1\ T^{0,5}. \tag{7.9}$$

Согласно физической картине стоячей звуковой волны по ширине канала длина основной волны в два раза больше ширины канала. Поэтому частоту собственных колебаний поперечного столба газа в канале можно определить из уравнения

$$f_n=\frac{nc}{2h}, \tag{7.10}$$

где $n=1, 2, 3...$ — число полуволн по ширине канала, т.е. номер колебательной формы, h — ширина канала.

Для круглых корпусов теплообменников частота акустической волны

$$f=\beta\frac{c}{d_1}, \tag{7.11}$$

где β — константа, зависящая от формы колебаний, которая для первой, второй и т.д. форм соответственно равна 0,5861; 0,9722; 1,3373; 1,6926; 2,0421 и т.д., d_1 — внутренний диаметр корпуса.

В проектируемых теплообменниках необходимо избегать совпадения частоты отрыва вихрей с частотой колебаний поперечного столба газа.

Для изменения частоты поперечных колебаний столба газа в теплообменнике следует устанавливать перегородки (экраны), уменьшающие ширину канала, т.е. проходное сечение [39, 185].

Экраны (рис. 7.4) в теплообменниках устанавливаются так, чтобы проходы в каналах h_1/h_2, h_3/h_4 и т.д. были перекрыты лишь незначительно. Ширина проходов должна быть различной, а сами проходы — не слишком длинными. Перегородки следует устанавливать несимметрично, чтобы не было двух равных или почти равных по ширине проходов, а также чтобы не создавались условия для появления волны или полуволны. Тогда акустический шум, появившийся в одном из проходов, демпфируется в другом.

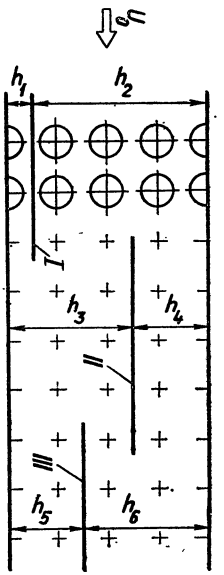


Рис. 7.4. Принципиальная схема возможной установки перегородок (экранов) в корпусе теплообменника

Акустический шум может возникнуть при любой из форм колебаний поперечного столба газа, но наиболее опасны первые формы (см. рис. 2.1), т.е. колебания газа по ширине канала на полуволне или волне.

Частота собственных колебаний труб определяется способом их крепления в концевых опорах и в промежуточных трубных досках. Собственная частота — это частота колебаний трубы при отсутствии внешней силы, т.е. когда труба отклоняется от равновесного положения и свободно колеблется. Крепление труб в теплообменниках может быть различным, но практически в промежуточных опорах трубы устанавливаются с соответствующим зазором, а в концевых — жестко.

Частоту собственных колебаний прямых труб, независимо от вида их крепления в опорах, можно определить из уравнения (2.16), представленного в следующем виде:

$$f_n = \frac{D}{2\pi l^2}\sqrt{\frac{EI}{m}}, \qquad (7.12)$$

где D — константа, определяемая способом крепления труб в опорах (табл. 7.1); EI — изгибная жесткость трубы; m — расчетная масса трубы на единицу ее длины, определяемая по формуле (7.3); l — длина трубы между соседними опорами.

Используя данные, приведенные в табл. 2.1, можно рассчитать значения константы D для каждой формы колебаний труб (см. рис. 2.1) в зависимости от способа крепления их концов (табл. 7.1).

Приведенные в табл. 7.1 значения D можно применять и для определения частот собственных колебаний многопролетных труб. Однако наилучшие результаты достигаются при равномерном распределении

Таблица 7.1. **Значение константы D для определения частот собственных колебаний труб при разных видах их крепления**

Род крепления концов трубы	Форма колебаний				
	I	II	III	IV	V
Оба заделаны	22,37	61,67	120,91	199,86	298,56
Один заделан, другой оперт	15,42	49,97	104,24	178,28	272,02
Один заделан, другой свободен	3,51	22,03	61,68	120,90	199,86
Оба оперты	9,87	39,48	88,83	157,90	246,74

промежуточных опор. Рекомендуется, чтобы длина между крайней и промежуточной опорами была в 1,25 раза больше длины труб между промежуточными опорами ($l_1 = 1{,}25\, l_2$). Толщина промежуточной опоры и величина зазора при установке труб в трубных досках мало влияют на частоту собственных колебаний труб. Способы определения этой частоты при других видах крепления труб можно найти в работах [72, 73].

Гидродинамические вибрации труб и элементов некруглого сечения обусловлены изменением обтекания отдельных сторон при их перемещении во время вибраций. При критических скоростях потока эти вибрации достигают больших амплитуд. Такие вибрации элементов теплообменников при изгибных формах колебаний [189, 190] кратко именуются галопированием. Критическая скорость потока U_K, при которой происходит галопирование, определяется динамическими свойствами обтекаемых элементов или труб и величиной гидродинамических сил, действующих на них. Возникновение галопирования объясняется тем, что в потоках теплоносителей при перемещении вибрирующих тел, имеющих некруглое сечение, возникает периодическая гидродинамическая сила, способная возбудить вибрации с большой амплитудой.

Рассмотрим явление галопирования на трубе квадратного поперечного сечения (рис. 7.5). Разложим гидродинамическую силу F, действующую на трубу, на составляющие, направленные вдоль потока F_d и перпендикулярно ему F_L, т.е. на силу сопротивления давления и подъемную силу.

Предположим, что труба (рис. 7.5) установлена упруго и вибрирует, перемещаясь в данный момент вниз со скоростью $\dot{y}$, а скорость набегающего потока U_0 перпендикулярна стороне сечения трубы. Относитель-

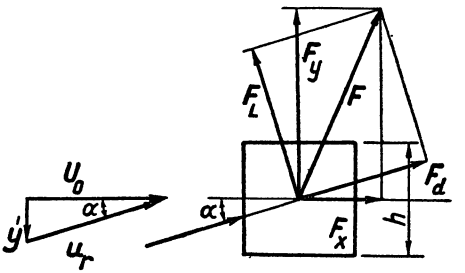


Рис. 7.5. Гидродинамические силы, действующие на трубу прямоугольного сечения при ее колебании поперек движения потока жидкости

ная скорость потока u_r, набегающего на трубу, направлена снизу вверх под небольшим углом $\alpha = \operatorname{arctg} \frac{\dot{y}}{U_0}$. Тогда полная вертикально направленная и гасящая движение сила потока

$$F_y = F_L \cos\alpha + F_d \sin\alpha. \tag{7.13}$$

При этом $u_r = U_0/\cos\alpha$, $F_L = \frac{1}{2} c_y \rho u_r^2 lh$ и $F_d = \frac{1}{2} c_x \rho u_r^2 lh$,
где l — длина трубы, h — высота стороны сечения трубы. Таким образом, действующая на единицу длины сила

$$F_y = \frac{1}{2} \rho U_0^2 h c_L, \tag{7.14}$$

где

$$c_L = \frac{c_y}{\cos\alpha} + \frac{c_x \operatorname{tg}\alpha}{\cos\alpha} = (c_y + c_x \operatorname{tg}\alpha) \sec\alpha. \tag{7.15}$$

Если сила F_y направлена в ту же сторону, что и скорость движения трубы $\dot{y}$, то она раскачивает трубу. По Ден-Гартогу [195] потери гидродинамической устойчивости при обтекании труб некруглого сечения могут происходить при условии $dF_y/d\alpha < 0$, а при $dF_y/d\alpha > 0$ отмечается гидродинамическая устойчивость.

Условия возбуждения вибраций труб можно определить при дифференцировании уравнения (7.14). Скорость вибраций трубы мала по сравнению со скоростью потока, поэтому угол α незначителен, $\cos\alpha \approx 1$, а $\sin\alpha \approx 0$. Следовательно, труба может быть неустойчивой только при

$$\frac{dc_y}{d\alpha} + c_x < 0. \tag{7.16}$$

Это необходимое условие позволяет определить по зависимости $c_x + dc_y/d\alpha = f(\alpha)$ зоны возможной гидроупругой неустойчивости. Однако этого условия еще недостаточно для появления галопирования, так как в уравнении (7.16) не учитывается демпфирование трубы. Если при вибрациях рассеивается больше энергии, чем поступает из потока, то галопирования не будет. Критическую скорость потока, при которой начинается галопирование, можно рассчитать из уравнения

$$m\ddot{y} + c\dot{y} + ky = -\frac{1}{2}\rho U_0^2 h c_L. \tag{7.17}$$

При малых углах α коэффициент гидродинамической силы можно выразить в виде

$$c_L = \frac{dc_L}{d\alpha}\Big|_{\alpha\to 0} \cdot \alpha, \tag{7.18}$$

а с учетом того, что $\operatorname{tg}\alpha = \dot{y}/U_0 \approx \alpha$ этот коэффициент выражается экспоненциальной зависимостью

$$c_L = A_1(\dot{y}/U_0) + A_2(\dot{y}/U_0)^3 + \ldots . \tag{7.19}$$

При малых углах α члены высшего порядка можно опустить. Из уравнений (7.18) и (7.19) видим, что в этом случае $A_1 = \frac{dc_L}{d\alpha}\Big|_{\alpha\to 0}$. Учитывая вышесказанное, уравнение (7.17) можно представить в следующем виде:

$$m\ddot{y} + \left(c + \frac{1}{2}\rho U_0 h A_1\right)\dot{y} + ky = 0. \tag{7.20}$$

Вибрации трубы будут динамически устойчивыми при условии

$$c + \frac{1}{2}\rho U_0 h A_1 > 0. \tag{7.21}$$

Используя уравнение (7.21), получаем, что критическая скорость потока, при которой возникает явление галопирования, определяется из уравнения

$$U_K = -\frac{2c}{\rho h A_1}. \tag{7.22}$$

Из уравнений (7.14)—(7.20) следует, что при малых углах α константа $A_1 = \left(\frac{dc_y}{d\alpha} + c_x\right)$. Учитывая, что коэффициент демпфирования $c = 2m\delta f$, получаем уравнение для определения критической скорости появления галопирования:

$$U_K = -\frac{4m\delta f}{\rho h\left(\frac{dc_y}{d\alpha} + c_x\right)}. \tag{7.23}$$

Уравнение (7.23) имеет смысл только при $U_к > 0$. В этом случае должно быть $\left(c_x + \frac{dc_y}{d\alpha}\right) < 0$. Известно, что величина c_x всегда положительна и раскачивание может наступить при $dc_y/d\alpha < 0$, если $|dc_y/d\alpha| > c_x$.

Галопирование часто происходит на обледенелых линиях электропередачи. Для определения критической скорости потока, при которой появляется галопирование элементов теплообменников, следует руководствоваться экспериментальными данными. Необходимо экспериментально установить значения коэффициентов $c_x = f_1(\alpha)$ и $c_y = f_2(\alpha)$. Некоторые данные по этим коэффициентам для труб прямоугольного и полукруглого сечения представлены в работе [189]. Коэффициенты гидродинамических сил устанавливаются по изменениям распределения давления по поверхности стационарно установленных труб с некруглым сечением в зависимости от угла атаки потока.

Экспериментально установлено, что галопирование возникает в том случае, когда на элементы теплообменника набегает поток под некоторым углом атаки и энергии при вибрациях рассеивается меньше, чем поступает на элемент из потока. Частота колебаний при галопировании близка к частоте собственных колебаний элемента, а амплитуда непрерывно возрастает с повышением скорости потока.

Основной проблемой является определение скорости потока, при которой начинается галопирование. На практике для получения этой характеристики следует испытывать конструктивно подобные модели, т.е. модели-копии, воспроизводящие все конструктивные особенности реально существующих элементов. Для определения критической ско-

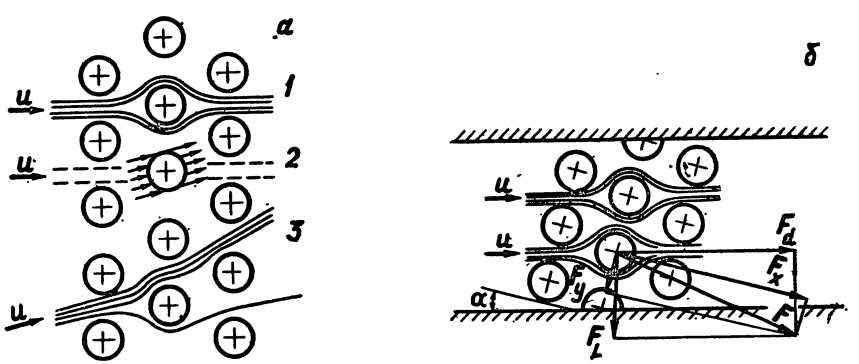


Рис. 7.6. Схемы обтекания труб шахматных пучков при разных углах атаки потока *(а)* и гидродинамические силы, действующие на колеблющуюся трубу *(б)* при обтекании пучка труб

рости по уравнению (7.23) необходимо знать изменение гидродинамических коэффициентов c_x и c_y в зависимости от угла атаки потока. Эти коэффициенты устанавливаются экспериментально, после чего строится график $c_y/d\alpha+c_x=f(\alpha)$. Уже отмечалось, что галопирование возможно при условии $c_y/d\alpha+c_x<0$.

Галопирование одиночной обтекаемой круглой трубы невозможно. Однако в пучках или одиночных рядах круглых труб [190] это явление встречается. Оно возможно при несимметричном обтекании труб, при $a\neq 0$ (рис. 7.6) или изменении обтекания отдельных сторон труб при их вибрации.

Согласно данным работы [190], галопирование труб в шахматных пучках встречается чаще, чем в коридорных. Из рис. 7.6, *а* (случай *1*) видно, что при симметричном обтекании труб отсутствует стационарная гидродинамическая сила, действующая в поперечном направлении, поэтому галопирования не наблюдается. Однако если трубы обтекаются несимметрично (рис. 7.6, *а,* случаи *2* и *3*), то, как и при обтекании трубы некруглого сечения, появляется гидродинамическая сила и возможно галопирование. Большое влияние на возникновение галопирования имеют относительные шаги и способ расположения труб в пучках.

В случае обтекания одиночных труб некруглого сечения галопирование трудно отличить от вихревого возбуждения. Разница состоит только в том, что в случае галопирования с увеличением скорости потока амплитуда колебаний труб не уменьшается, а продолжает расти. При вихревом возбуждении отмечается максимум амплитуды в определенном диапазоне скоростей. В пучках труб галопирование трудно отличить от гидроупругих вибраций, так как амплитуда колебаний труб в обоих случаях увеличивается с повышением скорости потока. Однако необходимо иметь в виду, что при галопировании трубы перемещаются в основном в поперечном направлении, а их вибрации вдоль потока незначительны. Гидроупругие вибрации труб упорядочены, происходят в обоих направлениях, и их движение определяется перемещением соседних труб.

При симметричном обтекании труб в пучках галопирование может появиться на трубах второго и последующих рядов (рис. 7.6,*а*, случай *2*). Исследования [190] показывают, что при наличии галопирования в этих рядах амплитуда колебаний труб значительно больше, чем в первом ряду, и они вибрируют поперек потока. Установлено, что при гидроупругих вибрациях наибольшие амплитуды наблюдаются в первых рядах труб.

7.3. Вибрации поперечно обтекаемой одиночной трубы

Теоретические исследования показали, что при поперечном обтекании одиночной трубы или других криволинейных цилиндрических поверхностей возникают вибрации, возбуждаемые потоком вследствие турбулентных пульсаций и отрыва вихрей от поверхности труб. В безграничном потоке гидроупругие вибрации одиночной трубы невозможны, однако в случае значительного загромождения канала трубой они не исключены. При колебании одиночной трубы в узком канале изменяется характер обтекания ее сторон, вследствие чего появляется нестационарная гидродинамическая сила.

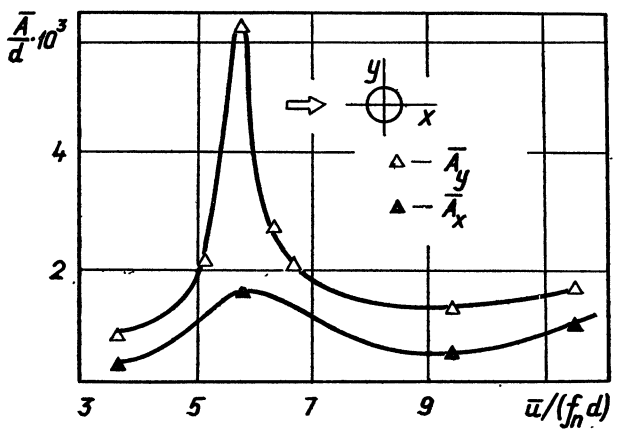


Рис. 7.7. Зависимость относительной амплитуды колебаний трубы (d=0,03 м) от скорости воздуха поперек (A_y) и вдоль (A_x) потока при f_n=58 Гц

Амплитуда гидродинамических вибраций (рис. 7.7) изменяется в зависимости от скорости потока. При совпадении частоты отрыва вихрей с частотой собственных колебаний труб амплитуда резко увеличивается. Вне зоны резонанса с увеличением скорости потока амплитуда колебаний труб незначительно возрастает вследствие турбулентных пульсаций давления потока. Характерно, что чем больше частота колебаний труб, тем меньше амплитуда. Данные на рис. 7.7 показывают, что при обтекании одиночной трубы источником вибраций являются турбулентные пульсации давления, обусловленные турбулентностью потока и процессом формирования и отрыва вихрей. Однако в амплитудно-скоростной характеристике отмечен только один максимум амплитуды колебаний, когда собственная частота колебаний труб совпадает с частотой отрыва вихрей. Другой максимум амплитуды колебаний тру-

бы при скорости потока, соответствующей повышению амплитуды при частоте, вдвое большей, чем частота отрыва вихрей, отсутствует. Это объясняется тем, что гидродинамическая сила, возникающая в потоках малой плотности, например воздуха, при меньших скоростях потока, не способна возбудить вибрации труб.

В потоках теплоносителей с большой плотностью, например в воде, различных маслах, жидких металлах, при малом демпфировании вихревое возбуждение поперечно обтекаемых труб иногда становится разрушающим фактором. В этом случае величина гидродинамических сил значительно зависит от плотности потока. Поэтому характер возбуждения вибраций труб в газах несколько иной, чем в жидкостях. В жидкостях большой плотности проявляются все виды возбуждения труб.

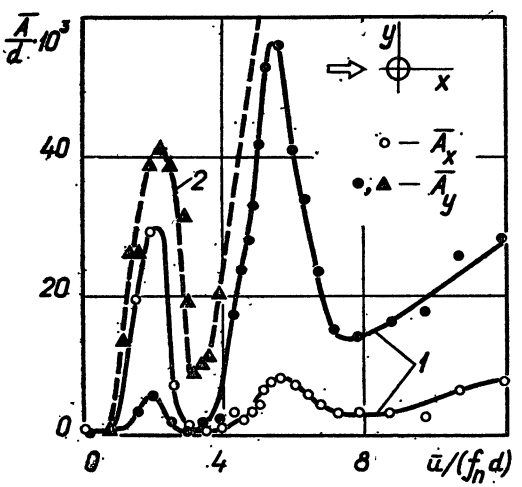


Рис. 7.8. Изменение амплитуды колебаний одиночной трубы в зависимости от скорости потока воды при разных значениях параметра затухания $m\delta/(\rho d^2)$: *1* — 0,89, *2* — 0,29

В данных исследованиях обнаружено, что в потоках капельных теплоносителей (рис. 7.8) амплитуда колебаний одиночной трубы начинает резко увеличиваться уже при скорости потока, при которой частота собственных колебаний трубы совпадает с частотой, вдвое меньшей, чем частота отрыва вихрей. При безразмерной скорости потока $\bar{u}/(f_n d) \simeq 2{,}5$ вибрации одиночной трубы вдоль направления движения потока достигают максимальной амплитуды, так как каждый отходящий от трубы вихрь отдает ей импульс энергии.

При наличии отрыва вихрей от труб процесс их возбуждения в поперечном и продольном направлениях относительно направления движения потока различен. Для осуществления одного колебательного цикла трубы поперек направления потока (рис. 7.2) должны действовать

оба вихря, отрывающиеся с противоположных сторон трубы, а при продольных колебаниях каждый вихрь отдает одинаковый импульс энергии трубе. При вынужденных колебаниях и вихревом возбуждении трубы должны вибрировать поперек направления движения потока с частотой, вдвое меньшей, чем при вибрациях вдоль потока. Однако не во всем диапазоне изменения скорости потока гидродинамическая сила вихревого возбуждения одиночной трубы способна вызвать принудительные вибрации большой амплитуды с частотой отрыва вихрей. Большие амплитуды получаются только при таких скоростях потока, когда частота отрыва вихрей близка к частоте собственных колебаний труб. Частота отрыва вихрей определяется числом Струхаля, которое рассчитывается по количеству вихрей, отрывающихся с одной стороны трубы. При вихревом возбуждении и скорости потока, при которой частота отрыва вихрей вдвое меньше собственной частоты колебаний одиночной трубы, наибольшие вибрации получаются вдоль потока, а при совпадении этих частот — поперек потока (рис. 7.8).

Значение амплитуды колебаний трубы зависит от величины параметра затухания $m\delta/(\rho d^2)$. Чем больше этот параметр, тем меньше амплитуда колебаний, хотя демпфирование трубы остается прежним. Изменение параметра затухания можно осуществлять разными способами. Можно, например, изменить демпфирование трубы, или же, оставив длину трубы без изменения, изменить обтекаемую длину трубы. Это достигается уменьшением ширины канала. Тогда изменится расчетная масса единицы длины трубы m, а значит, и параметр затухания. С другой стороны, с изменением длины обтекания трубы изменяется количество энергии, получаемой от потока. Поэтому при постоянной скорости потока амплитуда колебаний увеличивается с ростом длины трубы. При вихревом возбуждении наибольшая амплитуда колебаний труб останется при той же скорости потока, независимо от длины трубы. Об этом свидетельствуют представленные на рис. 7.8 данные измерения гидродинамических вибраций при обтекании одиночной трубы в неперекрытом канале ($h=0{,}3$ м) и в перекрытом канале ($h=0{,}1$ м). В первом случае амплитуда колебаний значительно больше, чем во втором.

В данных исследованиях при обтекании всей длины одиночной трубы с повышением скорости потока получен только первый максимум амплитуды колебаний, обусловленный вихревым возбуждением, а второго максимума достичь не удалось, так как амплитуда увеличилась настолько, что труба разрушилась, несмотря на то, что ее колебательное движение тормозилось с помощью механического приспособления, а скорость потока увеличивалась постепенно и в 1,5 раза превышала резонансную. В потоке воздуха, а также в перекрытом канале (рис. 7.7 и 7.8) сила вихревого возбуждения и возбуждения турбулентными пуль-

сациями потока меньше, чем при обтекании одиночной трубы по всей длине. Следовательно, увеличивая скорость потока, можно избежать появления вихревого возбуждения, а с последующим увеличением скорости потока в случае одиночной трубы вибрации создаются турбулентными пульсациями, при которых амплитуды увеличиваются плавно.

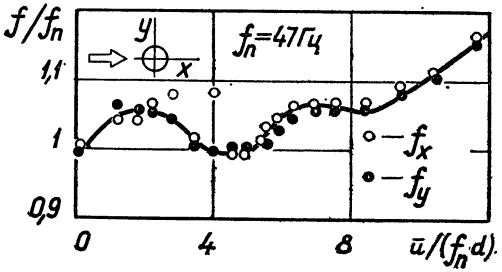


Рис. 7.9. Изменение частоты колебаний одиночной трубы (d=0,016 м) от скорости воды поперек (f_y) и вдоль (f_x) направления движения потока

При поперечном обтекании одиночной трубы частота ее колебаний изменяется незначительно. С повышением скорости потока она увеличивается (рис. 7.9), так как на трубу дополнительно действует статическая нагрузка под влиянием статических гидродинамических сил. В зонах резонанса, где частота отрыва вихрей совпадает с частотой собственных колебаний трубы, а также при частоте, вдвое большей, чем частота отрыва вихрей, отмечены максимумы увеличения частоты колебаний труб. Это обусловлено наличием зоны синхронизации частот, в которой наблюдается резкое увеличение амплитуды и частоты колебаний трубы (на 5—7% по сравнению с частотой собственных колебаний трубы).

Если за вибрирующей поперечно обтекаемой трубой отсутствуют вихревые дорожки, то это означает, что возбуждение осуществляется только турбулентными пульсациями давления потока. Характер обтекания трубы изменяется в зависимости от числа Рейнольдса (рис. 1.3), что приводит к изменению характера возбуждения труб.

Экспериментальные исследования показывают, что при Re=0—5 одиночная труба обтекается по линиям тока, близким к линиям тока потенциального обтекания, а при Re=5—40 вследствие отрыва пограничного слоя за трубой появляются два устойчивых симметричных вихря, которые с увеличением Re вытягиваются вдоль потока, но не отрываются от поверхности трубы. В данном диапазоне изменения Re вибрации одиночной трубы могут возникнуть только вследствие турбулентных пульсаций потока.

При Re>40 начинается периодический отрыв вихрей, который длится до критических Re. Некоторые изменения характера отрыва вихрей наблюдаются только в диапазоне изменения Re от 40 до 300, так как

меняется характер обтекания одиночной трубы. При Re=40—150 обтекание одиночной трубы ламинарное. Из завихрений ламинарного течения за трубой образуется регулярная дорожка, на которой вихри располагаются в шахматном порядке. Преобразование отрыва вихрей начинается только при Re=150—300. В следе за трубой на некотором расстоянии от нее наблюдается нерегулярность пульсаций скорости. С ростом Re степень нерегулярности увеличивается. При нарушении регулярности пульсаций скорости в следе появляются мелкие вихри, образующиеся из завихрений турбулентного слоя. Отрываясь от трубы, эти вихри распадаются значительно раньше, чем вихри, образующиеся из ламинарного слоя.

В следующем диапазоне, включающем в себя числа Re от 300 до критического значения $2 \cdot 10^5$, в образующийся вихрь переходит лишь часть завихренности отрывающегося пограничного слоя, остальная же часть рассеивается в следе в виде мелких турбулентных завихрений, которые создают характерные для этого диапазона пульсации скорости.

Разделение чисел Рейнольдса на указанные диапазоны в некоторой степени зависит от формы одиночной трубы, турбулентности набегающего потока, степени загромождения канала трубой и т. д. Характер изменения отрыва вихрей от поперечно обтекаемой одиночной трубы в зависимости от Re проанализирован во многих работах. Из уравнения (3.9) видно, что частоту отрыва вихрей с одной стороны одиночной

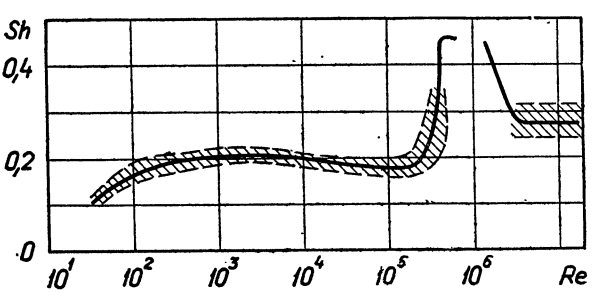


Рис. 7.10. Зависимость числа Струхаля от числа Рейнольдса для поперечно обтекаемой одиночной трубы. Сплошная линия — усредненные данные, пунктир — возможное отклонение на практике

трубы, определяемую количеством вихрей в одну секунду, можно подсчитать по числу Струхаля.

Данные по отрыву вихрей от одиночной трубы, представленные на рис. 7.10, получены в работе [4] на основе анализа результатов работ многих исследователей для всех режимов обтекания трубы.

В данных исследованиях частота отрыва вихрей устанавливалась по спектральному анализу пульсаций местной скорости вблизи поверх-

ности труб. Установлено (рис. 7.11), что при расположении термоанемометрического датчика в лобовой части трубы при $\varphi=0—90°$ энергия пульсаций, создаваемая отрывом вихрей, в несколько раз превосходит энергию других турбулентных пульсаций.

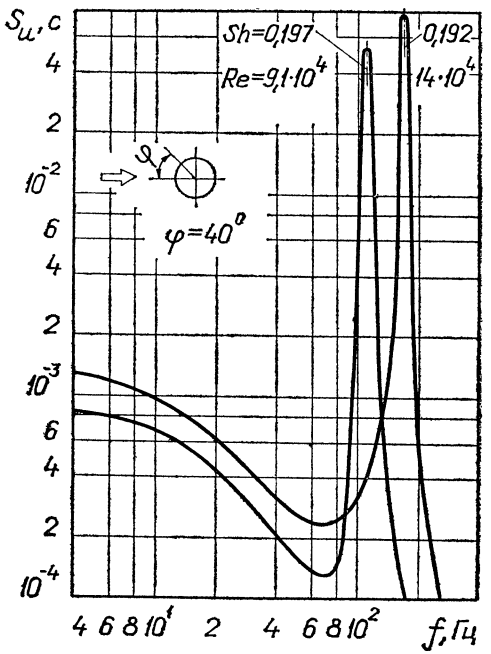


Рис. 7.11. Типичное распределение спектральной плотности пульсаций местной скорости при $\varphi=40°$ на поверхности поперечно обтекаемой потоком воздуха одиночной трубы для двух значений Re

Анализ взаимных спектров пульсаций скорости на поверхности одиночной трубы с термоанемометрическими датчиками, расположенными по обеим ее сторонам, показал, что частота отрыва вихрей с обеих сторон трубы одинакова, а процессы смещены по фазе на 180°, в результате чего осуществляется непрерывный обмен веществ, импульса и энергии между циркуляционной зоной следа и основным потоком. Вследствие этого на трубу действует периодическая сила, которая при резонансе создает большие амплитуды вибраций труб. Как показано (рис. 7.11) в работе [91] и во многих других (рис. 7.10), в диапазоне Re от $3\cdot10^2$ до $2\cdot10^5$ отрыв вихрей определяется числом $Sh\approx0{,}2$.

Установлено, что в упомянутом диапазоне Re с начала появления отрыва вихрей до критических Re структура обтекания труб не изменяется. Пограничные слои, сформировавшиеся на поверхности трубы,

отрываются при $\varphi=82—90°$. Здесь (рис. 7.7 и 7.8) основными возбудителями гидродинамических вибраций являются отрыв вихрей от поверхности труб и турбулентные пульсации давления потока. В потоках большой плотности (рис. 7.8) трубы могут разрушаться от обоих видов возбуждения, а значения амплитуд колебаний труб определяются параметром затухания.

При критических Re течение в следе за трубой становится полностью турбулентным, отрыв пограничного слоя от поверхности трубы смещается вниз по потоку от $\varphi\approx82°$ до $\varphi\approx140°$. В данном случае ($Re>2\cdot10^5$) сужается ширина следа, а частота отрыва вихрей повышается до $Sh=0{,}46$. Это значение Sh выдерживается примерно в диапазоне изменения Re от $2\cdot10^5$ до $2\cdot10^6$. С дальнейшим увеличением Re свыше $2\cdot10^6$ происходит уменьшение числа Sh до 0,27 вследствие полной турбулизации пограничного слоя начиная с лобовой критической точки трубы. Поэтому обтекание трубы стабилизируется.

Данные по гидродинамическим вибрациям труб при $Re=2\cdot10^5—3\cdot10^6$ показывают [18], что с повышением скорости потока амплитуда плавно увеличивается, и в ее изменении нет максимумов, связанных с отрывом вихрей. Примерно до безразмерной скорости потока $\bar{u}/(f_n d)\approx\approx2$ это увеличение незначительно, но потом амплитуда резко возрастает. Не исключено, что это связано с вихревым возбуждением. Поэтому предполагается, что при значениях Re, превышающих докритические, трубы возбуждаются аналогично, как и при докритических Re.

Необходимо иметь в виду, что с повышением скорости потока увеличивается и Re, а вибрация труб действует на устойчивость течения жидкости в пограничном слое так же, как и турбулентность набегающего потока. Поэтому изменение режимов обтекания вибрирующих труб происходит при меньших Re, чем в случае стационарно установленных труб в низкотурбулентном потоке.

7.4. Вибрации труб в одиночном поперечном ряду

Вибрации труб в поперечном ряду пучка необходимо рассматривать как взаимосвязанное перемещение совокупности упругих стержней. При вибрациях труб в поперечных рядах наряду с возбуждением турбулентными пульсациями потока и отрывом вихрей появляются гидродинамические силы, вызванные различием условий обтекания отдельных сторон труб.

Детальные исследования вибраций труб под действием потока воздуха в поперечном ряду с относительным шагом $s_1/d=1{,}41$ были проведены Коннорсом [50]. Используя квазистационарную теорию, он объяснил причины появления гидроупругих вибраций с большой амплиту-

дой. Установлено, что при достижении критической скорости потока, при которой силы возбуждения труб сравниваются с силами демпфирования, и дальнейшем ее увеличении трубы разрушаются. В работах [51, 196] обнаружено, что значение критической скорости потока, при

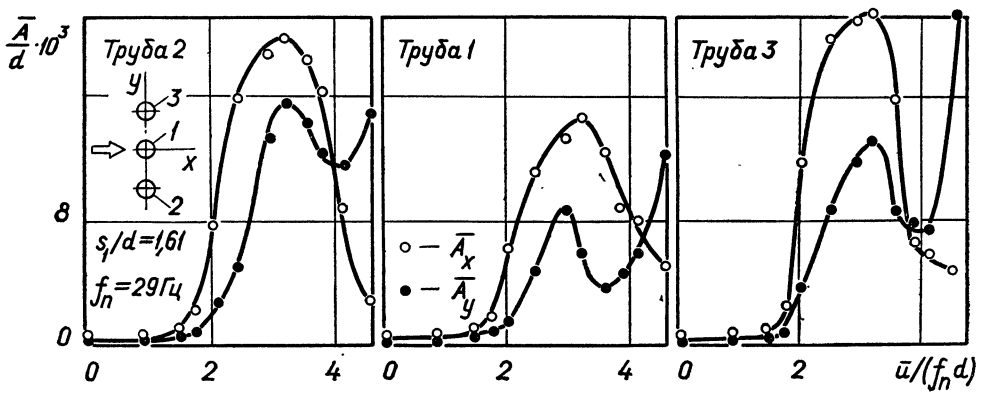


Рис. 7.12. Изменение амплитуды колебаний трех соседних труб в поперечном ряду с $s_1/d=1{,}61$ в зависимости от скорости потока при $f_n=29$ Гц

которой появляются гидроупругие вибрации большой амплитуды, зависит от относительных шагов поперечных рядов.

В данных исследованиях относительный шаг в поперечных рядах труб изменялся от 1,15 до 2,5. Амплитуды колебаний измерялись на трех соседних, а в некоторых случаях на всех трубах исследуемого ряда. С изменением относительных шагов поперечного ряда труб качественного изменения амплитуд колебаний в зависимости от безразмерной скорости не обнаружено. Во всех случаях увеличение амплитуд колебаний труб было одинаковым.

Полученные зависимости среднеквадратичных значений амплитуд колебаний труб (рис. 7.12) от безразмерной скорости потока показывают, что при малых скоростях потока амплитуды колебаний незначительны, так как вибрации возбуждаются главным образом широкополосными турбулентными пульсациями потока. С повышением скорости потока увеличивается частота отрыва вихрей. При этом частота гидродинамических сил, обусловленных отрывом вихрей, приближается к собственной частоте колебаний труб, и их амплитуды быстро увеличиваются. В поперечном ряду с $s_1/d=1{,}61$ при безразмерной скорости потока $\bar{u}/(f_n d)\approx 3{,}3$ амплитуды достигают наибольших значений, так как частота отрыва вихрей совпадает с собственной частотой колебаний труб. Экспериментально получено, что частота отрыва вихрей в этом случае при жестком креплении труб в среднем соответствует

числу $Sh \approx 0{,}28$, а максимальная амплитуда колебаний должна появиться при $\bar{u}/(f_n d) \approx 3{,}5$, что в действительности и получается (рис. 7.12) при несколько меньшей безразмерной скорости потока. Незначительное несоответствие объясняется тем, что при вибрации труб частота отрыва вихрей несколько изменяется из-за синхронизации частоты отрыва вихрей с частотой колебаний труб.

Как видно из рис. 7.12, с дальнейшим увеличением скорости потока частота отрыва вихрей становится больше собственной частоты колебаний труб и амплитуда их колебаний начинает уменьшаться. Однако с повышением скорости потока появляются гидродинамические силы, обусловленные перемещением труб, значение которых возрастает. Если силы демпфирования сравниваются с силами возбуждения, то амплитуда колебаний начинает резко увеличиваться. Поэтому виброустойчивость поперечного ряда определяется скоростью потока, при которой появляются гидроупругие вибрации большой амплитуды. Вибрация труб в этом процессе происходит по системе с определенным их перемещением. В поперечном ряду трубы возбуждаются теми же силами, что и поперечно обтекаемая труба, плюс гидроупругие вибрации. Характерно, что при вибрациях труб в поперечном ряду с вихревом возбуждении амплитуда колебаний труб в продольном направлении потока больше, чем в поперечном. В этих же условиях амплитуда колебаний одиночной трубы в поперечном направлении потока больше, чем в продольном. В поперечном ряду формирование вихрей смещается

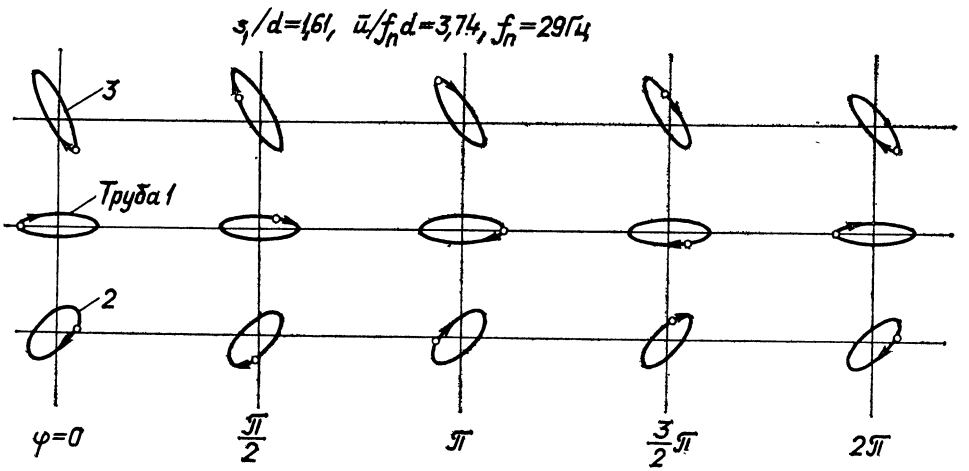


Рис. 7.13. Местоположение трех соседних труб с $f_n=29$ Гц в поперечном ряду при скорости потока $\bar{u}/(f_n d)=3{,}74$ на траекториях движения в фиксированные моменты периода колебаний и направления дальнейшего движения

вниз по потоку, в результате чего увеличивается продольная составляющая гидродинамических сил. Однако при $\bar{u}/(f_n d) \approx 4$ амплитуда колебаний труб в поперечном направлении начинает превосходить амплитуду в продольном направлении, так как обтекание приближается к обтеканию одиночной трубы.

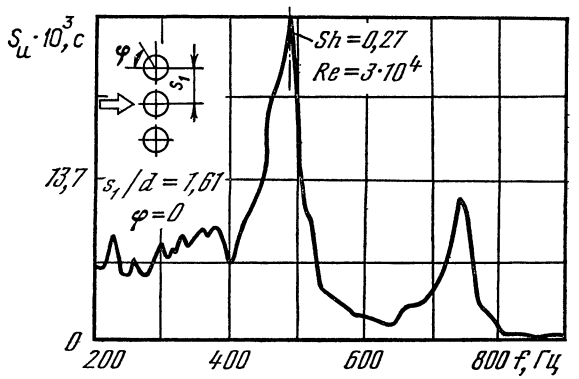


Рис. 7.14. Распределение спектральной плотности пульсаций местной скорости потока вблизи стенки труб в одиночном поперечном ряду

В проводимых исследованиях взаимосвязь между процессами вибраций отдельных труб устанавливалась по одновременной записи перемещения всех труб в поперечном ряду в двух перпендикулярных направлениях. Измерялись траектории движения в фиксированном интервале времени. При малых скоростях потока, когда вибрации труб обусловлены главным образом турбулентными пульсациями давления потока, траектории движения труб изменяются, но с увеличением скорости, когда вибрации начинают определяться отрывом вихрей, эти траектории становятся взаимосвязанными, но имеют постоянную разность фаз.

Траектории движения труб, полученные при разных скоростях потока, показывают, что с повышением амплитуды из-за вихревого возбуждения все трубы пучка смещаются в одном направлении. По величине амплитуды колебаний труб отличаются мало, лишь амплитуда средней трубы несколько меньше. Однако с увеличением скорости потока наблюдаются изменения вибраций труб. При безразмерной скорости потока, равной 3,74, перемещения труб (рис. 7.13) становятся фактически аналогичными перемещениям, показанным на идеализированной схеме гидроупругих вибраций в работе [50]. Для наглядности рассмотрим перемещение трех соседних труб в поперечном ряду с относительным шагом $s_1/d = 1{,}61$. На рис. 7.13 показаны положения отдельных труб в фиксированные моменты времени в течение одного

периода колебаний. При фотосъемке установлено, что положение орбит колебаний труб со временем меняется по наклону и по величине. Несмотря на это, порядок перемещения труб (рис. 7.13) при фиксированной скорости потока остается фактически постоянным. Наблюдаются лишь незначительные различия в изменении положения труб во время их вибраций.

Термоанемометрические исследования пульсаций местной скорости на расстоянии 0,3 или 0,7 мм от поверхности трубы показывают, что в энергетическом спектре (рис. 7.14) наблюдается несколько характерных частот, при которых сосредоточена энергия этих пульсаций. Самый большой максимум спектральной плотности пульсаций местной скорости необходимо отнести к частоте отрыва вихрей от труб, так как его положение меняется с изменением скорости потока. Измерения [91] показывают, что с увеличением относительных шагов пучка труб частота отрыва вихрей уменьшается и приближается к частоте отрыва вихрей в случае одиночной трубы.

Частота отрыва вихрей определялась по измерениям пульсаций местной скорости на расстоянии 0,3 и 0,7 мм от поверхности неподвижных труб в потоке воздуха. На основе этих данных, а также измерения амплитудно-скоростных характеристик вибраций труб в потоке воды частоту отрыва вихрей (рис. 7.15) от труб поперечных рядов с относительным шагом $s_1/d \geqslant 1{,}15$ при докритических Re можно определить из уравнения

$$\mathrm{Sh} = 0{,}2 + \exp\left[-1{,}1\,(s_1/d)^{1{,}6}\right]. \qquad (7.24)$$

Данные на рис. 7.14 показывают, что в энергетическом спектре пульсаций местной скорости вблизи поверхности труб поперечных рядов наблюдаются и другие незначительные максимумы энергии. По-видимому, на трубах поперечных рядов одновременно с вихрями, обусловленными относительными шагами этого ряда, формируются и дру-

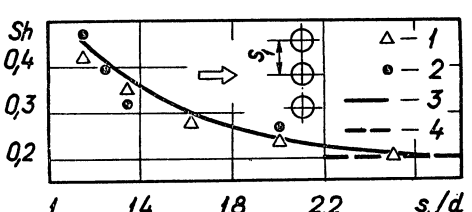


Рис. 7.15. Влияние относительного шага на частоту отрыва вихрей от труб одиночного поперечного ряда: *1* — термоанемометрические измерения при неподвижных трубах в потоке воздуха; *2* — по амплитудным максимумам колебаний труб в потоке воды; *3* — расчет по уравнению (7.24); *4* — данные для одиночной трубы

гие вихри. Это подтверждается и результатами измерений амплитуд колебаний труб. В случае обтекания потоком жидкости труб большой относительной длины ($l/d=18$) в поперечных рядах максимумы амплитуд колебаний видны особенно четко. Однако наибольшие максимумы в амплитудно-скоростных характеристиках получаются при частоте, равной частоте отрыва вихрей.

Пульсации скорости потока в поперечных рядах труб теоретически исследованы в работе [197]. Из результатов исследований и теоретических расчетов видно (рис. 7.12), что при совпадении частоты отрыва вихрей с частотой собственных колебаний труб амплитуда увеличивается в несколько раз.

Сопоставление амплитудно-скоростных характеристик вибраций труб в потоке воды с частотой отрыва вихрей от неподвижных труб в потоке воздуха показывает, что в обоих случаях наблюдаются аналогичные явления. В случае небольших амплитуд для определения гидродинамических вибраций труб, возбуждаемых отрывом вихрей, можно пользоваться данными, полученными для неподвижной трубы, что весьма важно для практических расчетов.

7.5. Вибрации поперечно обтекаемых труб пучков

Исследования показывают, что гидродинамические вибрации поперечно обтекаемых труб пучков могут быть вызваны случайными и периодическими процессами течения жидкости в пучках труб. Гидродинамические силы, возникающие при обтекании труб, и вибрации последних под действием этих сил определяются структурой потока перед пучком, а также в межтрубном пространстве. Сложность структуры обтекания труб не позволяет получить точные данные о гидродинамических силах и природе возбуждения труб потоком, которые необходимы для ведения аналитических расчетов. Поэтому исследования динамики взаимодействия поперечного потока с трубами опираются на экспериментальные данные.

В данных исследованиях при демпфировании, определяемом логарифмическим декрементом δ от 0,08 до 0,2, не было обнаружено разрушений при совпадении собственной частоты колебаний f_n с частотой, вдвое большей, чем частота отрыва вихрей. При малом демпфировании трубы иногда разрушались при скорости потока, соответствующей совпадению частоты f_n с частотой отрыва вихрей.

Из рис. 7.16 видно, что после максимума, обусловленного отрывом вихрей, с дальнейшим ростом скорости потока амплитуда колебаний труб шахматных пучков опять резко увеличивается. Последующее увеличение амплитуды уже связано с гидроупругими вибрациями, при ко-

торых силы возбуждения становятся равными силам демпфирования. С ростом амплитуды силы демпфирования незначительно возрастают, поэтому при наличии гидроупругих вибраций можно еще немного повысить скорость потока. Однако дальнейшее незначительное увеличение скорости потока приводит к резкому увеличению гидродинамической силы, и если значение последней превышает значение демпфирующей силы, то трубы выходят из строя.

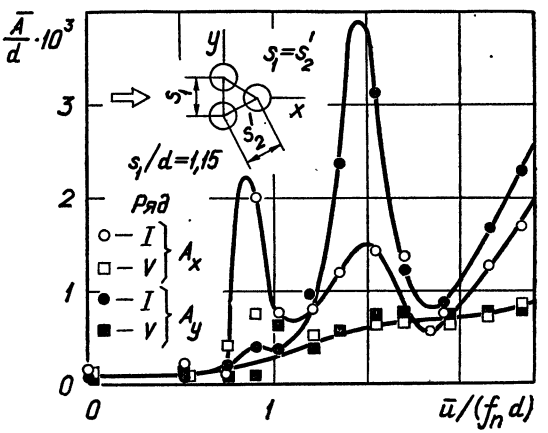


Рис. 7.16. Зависимость амплитуды колебаний труб в первом и пятом рядах шахматного пучка от скорости потока воды

Характер обтекания труб зависит от способа расположения и места труб в пучке. Трубы первых рядов шахматных и коридорных пучков возбуждаются аналогично трубам одиночных поперечных рядов. Однако влияние малых относительных продольных шагов ($s_2/d<2$) значительно сказывается на этом процессе. Возбуждение вибраций труб глубинных рядов определяется структурой течения жидкости, генерируемой самим пучком. Причины появления в шахматных и коридорных пучках вибраций труб, возбуждаемых потоком, несколько не совпадают, поскольку различна структура обтекания труб.

Данные изменения амплитуды колебаний труб в тесных шахматных пучках в зависимости от безразмерной скорости воды показывают (рис. 7.16), что при вихревом возбуждении существуют два максимума, аналогичные максимумам в случае обтекания одиночной трубы (рис. 7.8). Значение амплитуды колебаний зависит от скорости потока. При малых безразмерных скоростях эта амплитуда невелика, но при резонансе, возникающем в случае совпадения частоты собственных колебаний трубы с частотой возбуждающей гидродинамической силы, она увеличивается. Характерно, что при вибрации трубы вдоль потока и безразмерной его скорости, соответствующей совпадению частоты

собственных колебаний труб с частотой, вдвое большей, чем частота отрыва вихрей, максимум амплитуды не всегда отчетливо выражен. Это бывает лишь при увеличении относительного шага пучка. В общем случае повышение амплитуды вибраций труб шахматных пучков при частоте, вдвое большей, чем частота отрыва вихрей, незначительно.

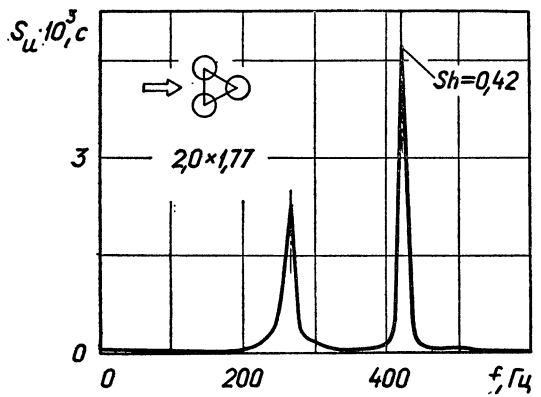


Рис. 7.17. Функция спектральной плотности пульсаций местной скорости потока (S_u) вблизи поверхности труб при $\varphi=40°$ и $Re=1{,}6\cdot10^4$ в первых рядах шахматного пучка с большим относительным шагом

При появлении гидродинамических вибраций поперечно обтекаемых труб возбуждающая гидродинамическая сила определяется пульсациями давления потока, возникающими на поверхности трубы. Причиной возникновения пульсаций давления является турбулентно-вихревое течение в следе трубы. Поперечно обтекаемые пучки труб имеют соответствующую частоту отрыва вихрей, которая характеризуется величиной Sh, зависящей от относительных шагов. Каждый отрыв вихря влечет за собой пульсации давления или местной скорости потока вблизи поверхности трубы, энергия которых в случае одиночной поперечно обтекаемой трубы (рис. 7.11) значительно превосходит энергию турбулентных пульсаций при других частотах. Функция спектральной плотности пульсаций местной скорости вблизи поверхности труб первых рядов шахматных пучков аналогична функции, полученной в случае одиночной трубы. Наибольшая энергия пульсаций местной скорости (рис. 3.20) сосредоточена при частоте, равной частоте отрыва вихрей. Характерно (рис. 7.17), что при больших поперечных шагах ($s_1/d \geqslant 2{,}0$) шахматных пучков, в которых трубы расположены по вершинам равностороннего треугольника, получаются два максимума. С изменением скорости потока их местоположение меняется, а определенное по этой частоте число Струхаля для каждой геометрии пучка труб является постоянной величиной. Максимум на графике спектральной плотности пульсаций местной скорости при большей частоте необходимо отнести к частоте отрыва вихрей, так

как с увеличением шагов пучка число Струхаля, подсчитанное для этой частоты, приближается к значению 0,2, а второй максимум уменьшается и исчезает. При малых относительных шагах ($s_1/d<2$) второй максимум в энергетическом спектре трудно обнаружить, или же он совсем отсутствует.

Согласно имеющимся данным [13, 39], вихревые дорожки между продольными рядами труб влияют друг на друга, поэтому отдельно их рассматривать можно лишь при условии $s_1/d>4{,}0$. В противном случае совокупность вихревых дорожек в пучке труб необходимо изучать как единую систему. Это подтверждается данными, полученными при исследовании отрыва вихрей и его влияния на трубы шахматных пучков.

В шахматных пучках труб при $s_1/d>4{,}0$ поток, пройдя межтрубное пространство, не изменяет направления, и в каждом продольном ряду труб образуются «независимые» вихревые дорожки. При $s_1/d<2{,}0$ поток следует между двумя соседними трубами поперечных рядов. При этом как поток, так и вихревые дорожки принимают s-образную форму. В первом случае межтрубное пространство большое и отрыв вихрей происходит так же, как и в случае одиночной трубы при $\mathrm{Sh}\approx 0{,}2$. Во втором случае ($s_1/d<2{,}0$) вихреобразование происходит при ограниченном межтрубном пространстве, поэтому масштаб образовавшихся вихрей меньше, вследствие чего Sh возрастает. Существует и промежуточный режим обтекания труб, при котором поток изменяет траектории течения от прямых к s-образным, и наоборот. В данных исследованиях к этому режиму необходимо отнести обтекание шахматных пучков труб с $s_1/d\geqslant 2{,}0$. Для этих пучков на рис. 7.17 наблюдаются две характерные частоты. Появляется течение с пульсациями, в которых превалируют две частоты. Одна частота соответствует отрыву вихрей, аналогичных вихрям, отрывающимся в случае обтекания оди-

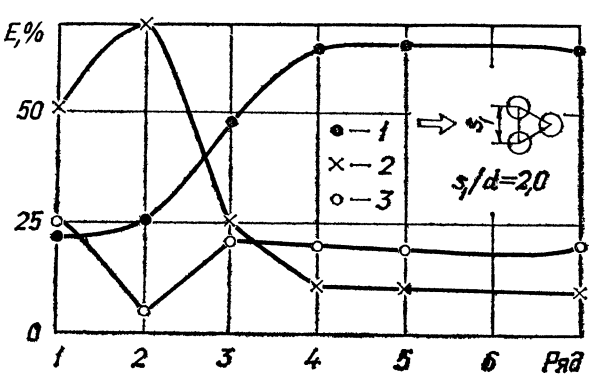


Рис. 7.18. Процентное распределение энергии по характерным частотам пульсаций местной скорости вблизи поверхности труб шахматного пучка 2,0×1,77 при $\varphi\approx 90°$: *1* — от турбулентности потока; *2* — из-за отрыва вихрей; *3* — при втором максимуме в спектре пульсаций

ночной трубы, а другая — взаимодействию вихревых дорожек или возникновению дополнительных вихрей.

Два характерных максимума на графиках спектральной плотности пульсаций местной скорости обнаружены в пучках с $2 \leqslant s_1/d \leqslant 2{,}68$. Процентный вклад энергии пульсаций скорости (рис. 7.18) при частоте отрыва вихрей и при втором максимуме в энергию общей турбулентности потока для пучка $2{,}0 \times 1{,}77$ ощутим только в трех первых рядах. При характерных частотах энергия измерялась с полосой пропускания в 1/3 октавы, а спектральная плотность турбулентных пульсаций, за исключением их плотности при характерных частотах, представлена во всем диапазоне частот. Данные показывают, что установившийся режим обтекания труб начинается с четвертого ряда и мало изменяется в последнем ряду.

Из рис. 7.18 видно, что для пучка $2{,}0 \times 1{,}77$ максимум энергии пульсаций скорости при вихревом возбуждении находится во втором ряду и составляет 70% всей энергии турбулентных пульсаций, а в первом ряду — в среднем 50% ее величины. В последующих рядах энергия пульсаций скорости, обусловленная отрывом вихрей, уже мало выделяется из общего уровня турбулентных пульсаций. Самое большое количество энергии приходится на второй максимум в первом ряду — в среднем 25% всей энергии турбулентных пульсаций. Такое распределение энергии пульсаций местной скорости показывает, что наибольшие вибрации труб от вихревого возбуждения должны быть во втором ряду этого пучка. Об этом свидетельствуют и данные измерения амплитудно-скоростных характеристик вибраций труб.

Для определения частоты отрыва вихрей от труб шахматных пучков исследовались пульсации скорости потока воздуха вблизи поверхности неподвижных труб. Частота отрыва вихрей устанавливалась также по максимумам амплитуд колебаний труб в потоках воды.

Частоту отрыва вихрей (рис. 7.19) от труб первых рядов шахматных пучков при $s_1/d = s_2'/d \geqslant 1{,}15$ можно описать уравнением

$$\mathrm{Sh} = 0{,}2 + \exp\left[-0{,}44\,(s_1/d)^{1{,}8}\right], \tag{7.25}$$

которое хорошо обобщает данные в диапазоне изменения Re от 10^3 до 10^5.

Как показали эксперименты, на частоту отрыва вихрей от труб шахматных пучков влияет и величина относительного продольного шага s_2/d, который может препятствовать развитию вихря в кормовой части трубы. При малых значениях s_2/d места для формирования больших вихрей недостаточно, поэтому их масштаб уменьшается, а частота отрыва вихрей увеличивается. Исходя из этих рассуждений, результатов исследований и данных работ других авторов, для учета

влияния величины s_2/d на отрыв вихрей от труб шахматных пучков при $a/b=0{,}5$—3 в уравнение (7.25) необходимо ввести поправочный коэффициент $\varkappa$.

При $\mathrm{Re}=10^4$—10^5 и $a/b>1$

$$\varkappa=0{,}9\,a/b, \tag{7.26}$$

где $a=s_1/d$, $b=s_2/d$.

При $a/b\leqslant 1$

$$\varkappa=0{,}9\,(a/b)^{1{,}7}. \tag{7.27}$$

Тогда

$$\mathrm{Sh}=\varkappa\{0{,}2+\exp[-0{,}44\,(s_1/d)^{1{,}8}]\}. \tag{7.28}$$

Зависимости (7.26)—(7.28) можно использовать при определении частоты отрыва вихрей от труб первых рядов шахматных пучков для разных относительных шагов.

Структура обтекания и характер формирования и отрыва вихрей от труб шахматных пучков определяются величиной s_1/d. При больших

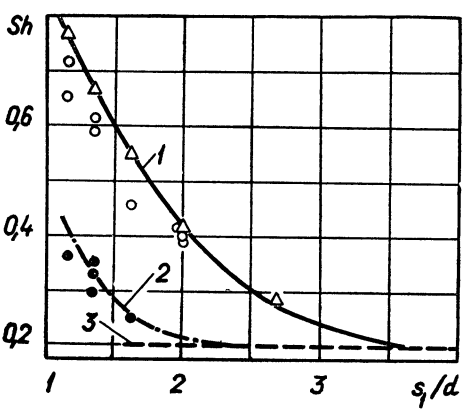


Рис. 7.19. Частота отрыва вихрей от труб первых рядов пучка в зависимости от величины относительных шагов: *1* — по уравнению (7.25) для шахматных пучков; треугольники — в потоке воздуха, кружки — в потоке воды; *2* — по уравнению (7.30) для коридорных пучков; черные кружки — в потоке воды; *3* — на одиночной трубе

значениях s_1/d (например 2,0) заметно выделяется энергия отрыва вихрей от труб трех первых рядов пучка (рис. 7.18), а при $s_1/d=1{,}15$ — только от труб первого ряда.

Обтекание труб глубинных рядов несколько отличается от обтекания труб первых рядов, так как по глубине пучка поток все интенсивнее турбулизируется впередистоящими трубами. Степень турбулизации сильно зависит от поперечных и продольных шагов пучков, а также от числа Рейнольдса. Определить число Струхаля в глубинных рядах

труб пучков в диапазоне $Re=10^2—10^4$ нетрудно [93], но с увеличением $Re>10^4$ поток турбулизируется до такой степени, что энергия пульсаций скорости отрыва вихрей растворяется в турбулентных пульсациях потока и определение частоты отрыва вихрей от труб пучков усложняется. При $Re>10^4$ на поверхности труб глубинных рядов уже наблюдается турбулизация ламинарного пограничного слоя. Место отрыва пограничного слоя постепенно смещается вниз по потоку до $\varphi=140—160°$. В момент смещения отрыва турбулентного пограничного слоя четкости в отрыве вихрей не наблюдается, но после отрыва, когда его место фактически не изменяется в зависимости от Re, обнаруживается четкий отрыв вихрей, хотя их энергия значительно меньше, чем при низких Re. Значит, до $Re=2\cdot10^5$ четкий отрыв вихрей от труб глубинных рядов можно обнаружить только в пучках с большими относительными шагами, т.е. с $s_1/d>2{,}0$.

Частота отрыва вихрей от труб глубинных рядов пучков несколько отличается от частоты отрыва вихрей от труб первых рядов. Это обусловлено уменьшением корреляционного масштаба вихрей вследствие действия турбулизации потока на смещение отрыва пограничного слоя вниз или вверх по потоку, а также взаимодействия соседних вихревых дорожек. На рис. 7.20 представлены данные по частоте отрыва вихрей

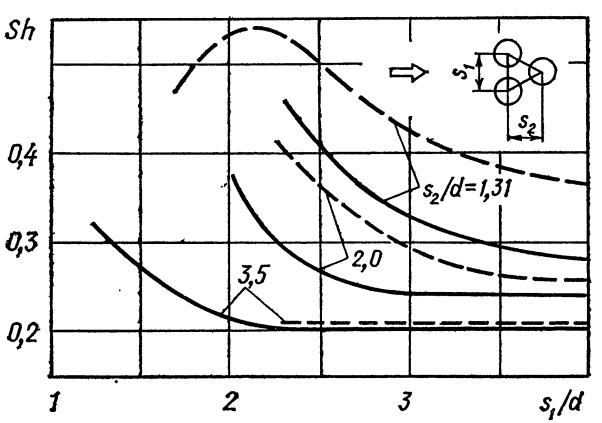


Рис. 7.20. Частота отрыва вихрей от труб в глубинных рядах шахматных пучков в зависимости от величины относительных шагов. Сплошная линия — на гладких трубах; пунктир — на ребристых трубах

от труб глубинных рядов шахматных пучков, полученные при обобщении результатов наших работ и работ И. Н. Ченя [39], Р. Грегорига [58], Б. И. Гроца и Ф. Р. Арнольда [198] и многих других авторов.

При $s_1/d<2{,}0$ течение в глубине пучка определяется пульсациями скорости потока, имеющими широкополосный частотный спектр. Обычно в амплитудно-скоростных характеристиках вибраций труб глубинных рядов в пучках с большими относительными шагами ($s_1/d>2{,}0$)

наблюдаются максимумы, обусловленные вихревым возбуждением. С уменьшением относительных шагов пучков труб (рис. 7.16) эти максимумы становятся менее четкими и возбуждение труб в основном определяется турбулентными пульсациями давления потока.

При демпфировании, выраженном логарифмическим декрементом $\delta<0{,}1$, в глубинных рядах труб пучков с $s_1/d>2{,}0$ иногда можно выделить максимумы амплитуды колебаний труб вследствие вихревого возбуждения. Характерно, что эти максимумы получаются при той же безразмерной скорости потока, что и для первых рядов. По всей вероятности, в пучках вибрирующих труб происходит некоторая перестройка отрыва вихрей, и они отрываются с той же частотой, что и от труб первых рядов. При колебании труб пучков с $s_1/d>2{,}0$ в результате вихревого возбуждения наблюдается взаимосвязь между вибрациями труб в разных рядах. Большие вибрации труб первых рядов передаются трубам, стоящим ниже по потоку. Вследствие этого при одной и той же безразмерной скорости потока возникают максимумы амплитуд колебаний труб в первом и глубинном рядах, хотя частота отрыва вихрей в глубине пучка несколько другая, чем в первых рядах. В случае неподвижных труб пучка отмечено несоответствие частот отрыва вихрей в первых и глубинных рядах. В глубинных рядах пучков с $s_1/d\leqslant\leqslant 2{,}0$ вихревое возбуждение отсутствует, о чем свидетельствуют данные по распределению энергии пульсаций местной скорости по частотам (рис. 7.18). По уравнениям (7.25)—(7.28) можно определить частоту отрыва вихрей с одной стороны трубы. Однако следует учитывать, что вихри отрываются поочередно то с одной, то с другой стороны. В одном колебательном цикле трубы поперек потока участвуют оба вихря с противоположных сторон трубы, а при вибрации трубы вдоль потока каждый вихрь, отрываясь, дает трубе одинаковый импульс энергии.

Максимумы в амплитудно-скоростных характеристиках вибраций труб шахматных пучков с большими относительными шагами ($s_1/d=$ $=2{,}0$) обнаружены только при такой скорости потока, когда частота отрыва вихрей совпадает с частотой собственных колебаний труб. Однако при частоте отрыва вихрей, вдвое превышающей частоту собственных колебаний труб, максимумов не обнаружено или они были совсем незначительными. С уменьшением относительных шагов в пучках труб такие максимумы возникают. Наибольшие амплитуды колебаний труб замечены в первых рядах всех исследованных шахматных пучков.

Гидроупругое взаимодействие потока с трубами поперечно обтекаемых шахматных пучков возникает при повышении амплитуды колебаний труб, поскольку изменяется проходное сечение потока между соседними трубами поперечного ряда, а значит, и эпюра давлений потока. Это приводит к появлению пульсирующих гидродинамических сил, рез-

ко увеличивающихся с повышением скорости потока. Гидроупругая нестабильность в пучках труб может появиться как перед вихревым возбуждением, так и после него. Это зависит от величины демпфирования и других вибропараметров трубы. При малом демпфировании гидроупругие вибрации с большой амплитудой возникают при меньших скоростях потока, чем при большом. В общем случае появление гидроупругих вибраций с большой амплитудой определяется параметром затухания $m\delta/(\rho d^2)$.

Экспериментально установлено (рис. 7.21), что критическая скорость потока, при которой появляются гидроупругие вибрации, является функцией параметра затухания

$$\frac{\bar{u}_к}{f_n d} = f\left(\frac{m\delta}{\rho d^2}\right). \qquad (7.29)$$

Изменение параметра затухания достигалось в основном путем изменения обтекаемой длины трубы. Если $m\delta/(\rho d^2) < 4{,}8$, то гидроупругие вибрации труб в пучке с $s_1/d = 2{,}0$ появляются перед вихревым возбуждением, а если этот параметр больше 4,8, то после него (рис. 7.21).

Зона вихревого возбуждения на рис. 7.21 достаточно обширна, так как при наличии вибраций частота отрыва вихрей несколько иная, чем в случае стационарно установленных труб. Как видно из амплитуд-

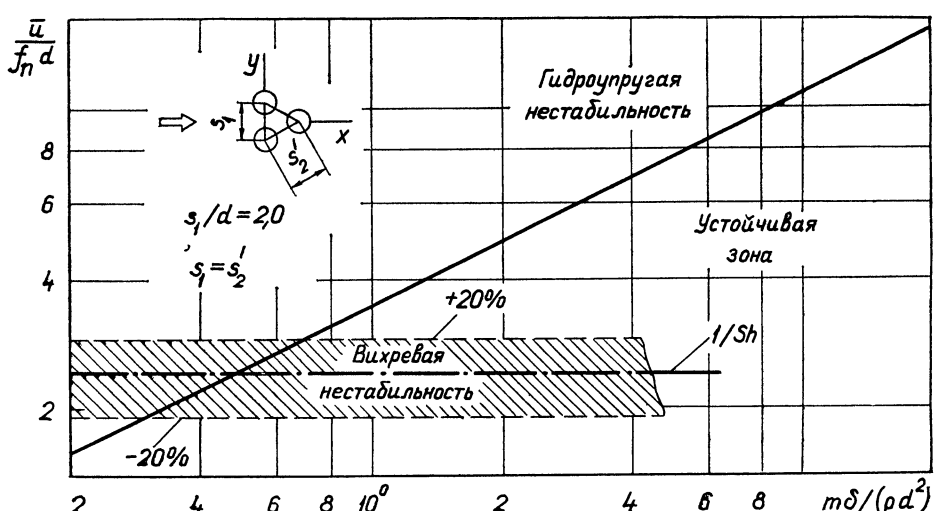


Рис. 7.21. Значения скоростей потока, при которых в зависимости от параметра затухания в шахматном пучке с относительными шагами 2,0×1,77 появляются вихревая и гидроупругая нестабильности

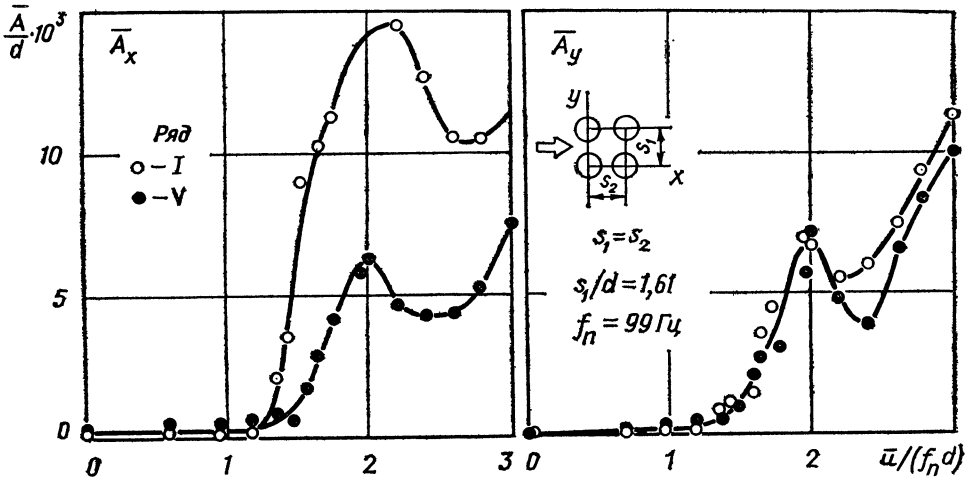


Рис. 7.22. Амплитудно-скоростная характеристика колебаний труб в первом и пятом рядах коридорного пучка

но-скоростных характеристик вибраций труб, максимумы амплитуды от вихревого возбуждения получаются в среднем при скорости потока, на 10% меньшей, чем резонансная скорость, определяемая по частоте отрыва вихрей от неподвижных труб. Это можно объяснить наличием зоны синхронизации частот, т.е. зоны, в которой частота отрыва вихрей приближается к частоте колебаний.

Амплитуда колебаний труб шахматных пучков, обусловленная вихревым возбуждением уменьшается с увеличением $m\delta/(\rho d^2)$. Поэтому с ростом $m\delta/(\rho d^2)$ (рис. 7.21) этот максимум уменьшается и увеличивается критическая скорость потока, при которой появляются гидроупругие вибрации.

Причины возникновения вибраций труб коридорных и шахматных пучков, возбуждаемых потоком, качественно одинаковы. Однако существуют значительные количественные различия в частоте отрыва вихрей, а значит, и в гидродинамических силах, действующих на трубы. Это обусловлено способом расположения труб в пучках.

На рис. 7.22 виден максимум при такой скорости потока, когда частота собственных колебаний труб вдвое превышает частоту отрыва вихрей. Выявить другой максимум, соответствующий скорости потока, при которой частота собственных колебаний труб совпадает с частотой отрыва вихрей, в данном случае не удалось, поскольку с повышением скорости потока вследствие малого демпфирования труб амплитуда колебаний резко увеличивалась. Это увеличение объясняется наличием

вихревого возбуждения и гидроупругих вибраций трубы. В данном случае, по-видимому, перед вихревым возбуждением возникли гидроупругие вибрации, в результате чего трубы начали соударяться между собой. Аналогичный случай подробно описан при анализе вибраций одиночной поперечно обтекаемой трубы (см. рис. 7.8), когда увеличение амплитуды было связано с отрывом вихрей.

С повышением демпфирования при вихревом возбуждении в амплитудно-скоростной характеристике труб коридорного пучка, как и в случае одиночной трубы, обнаружены два четко выраженных максимума: при скорости потока, когда частота собственных колебаний труб вдвое превышает частоту отрыва вихрей и когда обе эти частоты равны между собой. Обычно во втором случае амплитуда колебаний в 2—3 раза больше, чем в первом. В этих случаях гидроупругие вибрации труб коридорных пучков появляются при большей скорости потока, чем резонансные скорости.

На основе исследований пульсаций местной скорости вблизи поверхности труб, данных по амплитудным максимумам вибраций труб в потоках воды и обобщения результатов работ других исследователей установлено, что отрыв вихрей от труб первых рядов коридорных пучков (рис. 7.19) можно описать уравнением

$$\mathrm{Sh} = 0{,}2 + \exp\left[-1{,}2\,(s_1/d)^{1{,}8}\right]. \qquad (7.30)$$

Уравнение (7.30) получено при $s_1/d = s_2/d \geqslant 1{,}15$. С изменением относительного продольного шага s_2/d частота отрыва вихрей меняется незначительно. Поэтому представить какую-то зависимость этой частоты от изменения s_2/d невозможно.

Экспериментальные данные измерения частот отрыва вихрей от труб одиночных поперечных рядов и первых рядов коридорных пучков с $s_1/d \geqslant 1{,}15$ указывают на некоторое согласование этих частот. С увеличением продольного относительного шага пучка частота отрыва вихрей от труб первых рядов коридорных пучков приближается к частоте отрыва вихрей от труб одиночного поперечного ряда.

Измерения частоты отрыва вихрей от неподвижных труб показывают, что в глубине пучка она иная, чем в первых рядах. Частоту отрыва вихрей от труб глубинных рядов коридорных пучков можно обнаружить только в случае больших поперечных относительных шагов ($s_1/d > 1{,}5$).

По данным работ [39, 58, 198] и др. и результатам наших измерений видно, что частота отрыва вихрей от труб глубинных рядов коридорных пучков (рис. 7.23) зависит и от поперечного, и от продольного относительного шага пучка.

Исследования показывают (рис. 7.1, 7.16, 7.22), что вибрации гидродинамического происхождения, наблюдаемые в пучках труб, могут

быть вызваны тремя видами возбуждения. Совершенно ясно, что все виды возбуждения одновременно имеют место при гидродинамических вибрациях труб, причем каждый из них проявляется только в определенном диапазоне изменения скорости потока. При каждом виде воз-

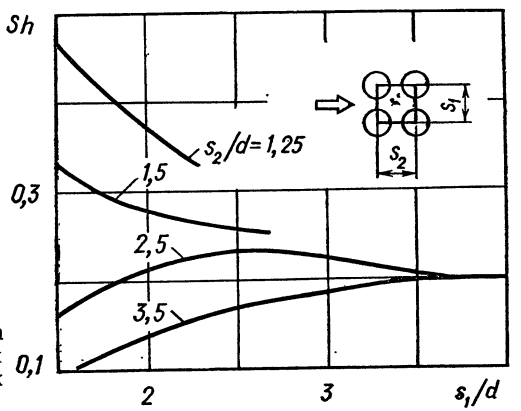


Рис. 7.23. Зависимость частоты отрыва вихрей от труб в глубинных рядах коридорных пучков от относительных шагов

буждения гидродинамическая сила определяется иными факторами, возникающими при обтекании труб пучка, течении жидкости в межтрубном пространстве и вибрациях труб.

В амплитудно-скоростных характеристиках вибраций труб пучков, возбуждаемых потоком, могут появиться максимумы при всех характерных частотах, связанных с отрывом вихрей. Вибрации труб от вихревого возбуждения усиливаются из-за гидроупругого взаимодействия труб пучка с потоком. При малом параметре $m\delta/(\rho d^2)$ гидроупругие вибрации труб коридорных пучков, как и шахматных пучков, появляются перед вихревым возбуждением.

7.6. Статистический анализ гидродинамических вибраций труб

Воздействие потока на поперечно обтекаемые трубы можно рассматривать как случайный стационарный процесс с двумя вероятными составляющими — статической и динамической. Статическая составляющая определяется математическим ожиданием m этого процесса, т.е. средним значением случайной величины. Среднее значение для стационарного и эргодического процесса, как и воздействие потока на обтекаемые трубы, равно среднему значению по времени, определяемому по реализации. Если процесс обладает эргодическим свойством, то для него среднее значение по времени (на достаточно большом участке ре-

ализации) приближенно равно среднему значению по всей реализации. Следовательно, математическое ожидание, дисперсию и корреляционную функцию можно определить с достаточно большой точностью по одной длинной реализации.

При воздействии потока на трубы вдоль его направления средние значения статической составляющей определялись из уравнения:

$$x_{ст} = m_x = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)\,dt. \tag{7.31}$$

По уравнению (7.31) рассчитывался статический прогиб трубы под действием стационарной силы ее сопротивления.

Стационарная составляющая воздействия на симметрично обтекаемые круглые трубы поперек потока равна нулю.

Динамическая составляющая воздействия потока на трубу, т.е. амплитуда вибраций труб, определяется дисперсией D, которая характеризует рассеяние возможных реализаций случайной функции относительно среднего значения. Величина динамического воздействия потока вдоль его направления

$$\overline{A^2} = D_x = \lim_{T\to\infty} \frac{1}{T} \int_0^T [x(t) - m_x]^2\,dt. \tag{7.32}$$

Дисперсия D_x — это мощность переменных составляющих возбуждаемого случайного процесса, характеризующая рассеяние энергии в квадратичной мере. Поэтому определялось среднеквадратичное значение амплитуды вибраций, которое называется действующим значением процесса и рассчитывается по формуле

$$A = \sqrt{D}, \tag{7.33}$$

где D — дисперсия.

По действующим значениям процесса при случайных вибрациях принято судить о величине перегрузок.

При поперечном обтекании трубы подвергаются динамическому воздействию потока вследствие наличия в нем турбулентности, отрыва вихрей от труб, дополнительных сил, появляющихся при вибрации труб пучка, т.е. гидроупругого взаимодействия труб пучка с потоком.

Экспериментальные исследования показывают, что трубы вибрируют по направлению потока и перпендикулярно ему.

Примеры записей изменения амплитуд колебаний труб, представленные на рис. 7.24, показывают, что гидродинамические вибрации носят случайный характер и с течением времени несколько изменяются.

Из статистического анализа следует, что они являются реализациями стационарных случайных процессов. Это подтверждается и тем, что основные статистические характеристики не зависят от времени.

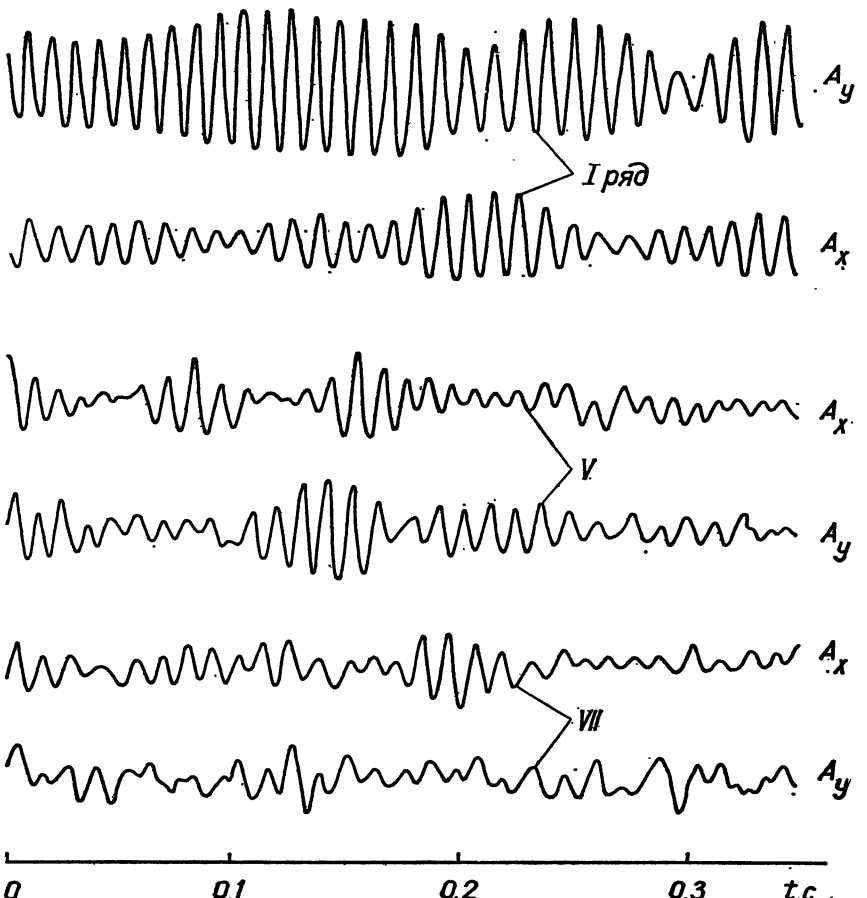


Рис. 7.24. Осциллограммы вибраций труб с $f_n=99$ Гц в разных рядах шахматного пучка 1,34×1,16 при $\bar{u}/(f_n d)=1{,}38$

Вибрации труб, возбуждаемые потоком, принадлежат к физическим явлениям, которые нельзя описать точными математическими соотношениями. Поэтому проанализируем полученные экспериментальные данные с помощью статистических методов и определим основные характеристики случайных процессов, т.е. среднее значение квадрата

амплитуды случайного процесса, плотность распределения, автокорреляционную функцию и спектральную плотность. Рассмотрим эти характеристики в зависимости от изменения вида возбуждения и конфигурации пучка.

Как видно из рис. 7.25, с течением времени орбитальные траектории движения трубы изменяются по величине и положению на плоскости.

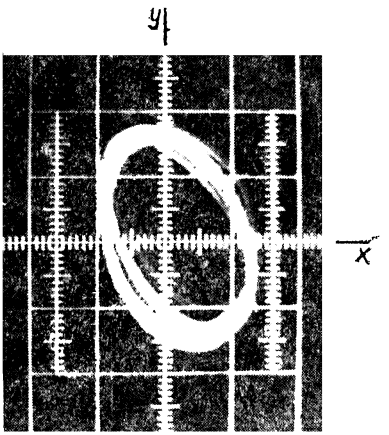


Рис. 7.25. Орбитальные траектории движения труб первого ряда шахматного пучка 1,15×0,98 в потоке воды при $\bar{u}/(f_n d) = 1{,}54$ и $f_n = 99$ Гц

В данном случае показана орбита колебаний труб в зоне вихревого возбуждения, т.е. при $\bar{u}/(f_n d) = 1{,}54$, когда обычно отсутствует явление биения амплитуды колебаний труб. Поэтому наблюдается только незначительное изменение орбитальной траектории по величине и положению в плоскости. Орбита траектории сфотографирована с выдержкой времени 1/30 с, поэтому на фотографии запечатлено несколько траекторий. При наличии явления биения (см. осциллограмму на рис. 7.24) происходят значительные изменения величины орбиты движения и положения ее на плоскости.

В процессе изучения вибраций труб при скоростях потока, значительно отличающихся от резонансных скоростей потока вследствие вихревого возбуждения, установлено, что с течением времени место орбиты движения трубы в плоскости и ее величина остаются без изменения (см. рис. 7.24). Это показывает, что в данном случае трубы возбуждаются регулярной силой. Аналогичные траектории движения вибрирующих труб обнаружены во всех пучках.

Мгновенные значения амплитуд колебаний труб, представленные в виде функции плотности распределения вероятностей колебательного процесса, показывают, что гидродинамические вибрации труб можн

считать стационарным эргодическим процессом, так как с изменением реализации закон распределения вероятностей не меняется.

При малых скоростях потока текущие значения амплитуд колебаний труб в первых рядах пучков распределяются по нормальному закону. Это объясняется отсутствием ярко выраженной периодичности возбуждения труб, аналогичной существующей при отрыве вихрей.

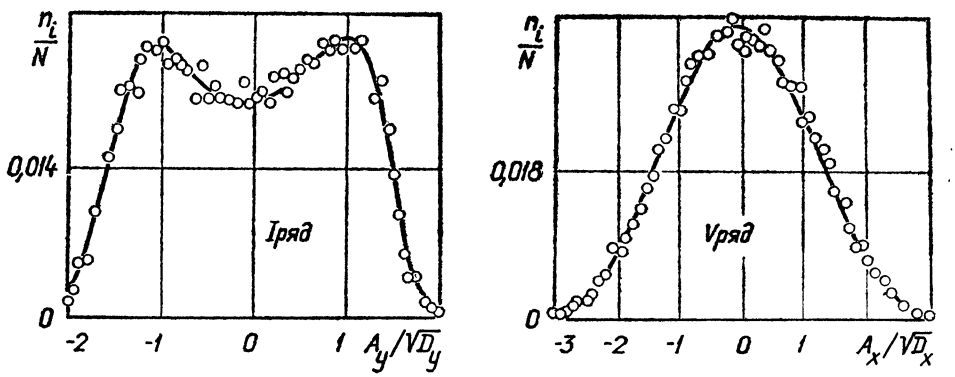


Рис. 7.26. Гистограммы распределения значений амплитуд колебаний труб с $f_n=99$ Гц в первом и пятом рядах шахматного пучка $1{,}61\times1{,}38$ при $\bar{u}/(f_n d)=1{,}47$

Однако в зоне вихревого возбуждения (рис. 7.26) распределение текущих значений амплитуд происходит по бимодальному закону. По глубине пучка труб распределение по бимодальному закону постепенно изменяется и происходит его переход к нормальному закону. Следовательно, вибрации труб в глубинных рядах возбуждаются в основном случайными турбулентными пульсациями давления потока, возникающими при обтекании труб и течении жидкости в межтрубном пространстве. Аналогичные изменения законов распределения текущих значений амплитуд вибраций труб наблюдаются для всех исследованных пучков.

На рис. 7.26 показаны типичные гистограммы распределения значений амплитуд колебаний труб исследованных пучков. Здесь n_i — число значений реализаций, попадающих в i-й интервал; N — объем выборки при вычислении статистического ряда; A, D — амплитуда и дисперсии амплитуд колебаний труб. При нормальном законе распределения амплитуд значения центрального момента четвертого порядка (эксцесса) отрицательны и абсолютная их величина увеличивается с ростом скорости потока, что обусловливает большой разброс значений амплитуд, т.е. возрастает вероятность больших значений этих амплитуд. Бимодальный закон распределения текущих значений вибраций труб

представляет собой суперпозицию двух законов распределения — нормального и по арккосинусу. Следовательно, вибрации труб возбуждаются двумя независимыми источниками. Соответственно можно считать, что распределение колебаний труб по нормальному закону вызвано турбулентными пульсациями давления потока, а вибрации, определяемые по закону арккосинуса, — отрывом вихрей.

Зависимость значений процесса вибраций труб в некоторый данный момент от предшествующих значений процесса выражает автокорреляционная функция колебательного процесса трубы

$$K_x(\tau_i)=\frac{1}{N-n}\sum_{i=1}^{N-n}(x_i-m_x)(x_{i+n}-m_x), \qquad (7.34)$$

где $\tau_i=n\Delta t$, Δt — шаг дискретизации процесса, $n=0, 1, 2,...,r$, r — максимальное число шагов, N — объем выборки, m_x — среднее значение математического ожидания процесса.

Корреляционные функции вибраций труб (рис. 7.27) имеют знакопеременный характер, свидетельствующий о периодичности этого процесса, а медленное его затухание указывает на длительное сохранение внутренних связей. На некоторых графиках корреляционных функций отмечено явление биения, указывающее на наличие в исследуемых

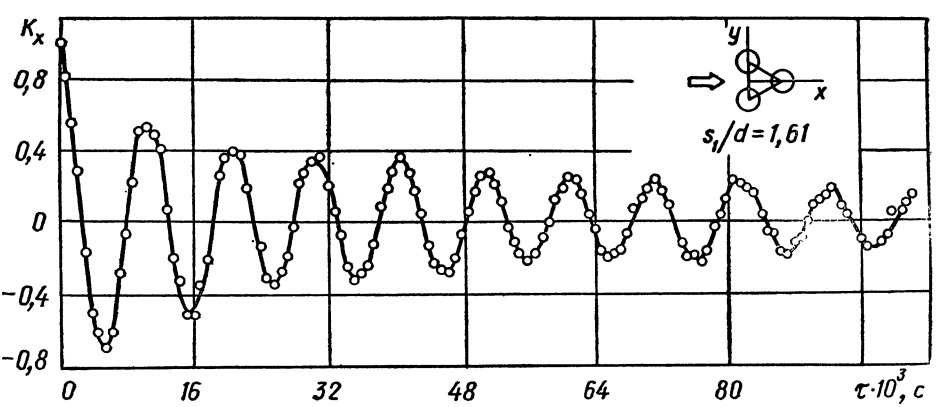


Рис. 7.27. Автокорреляционная функция колебаний труб с $f_n=99$ Гц в пятом ряду шахматного пучка при $\bar{u}/(f_n d)=1,47$

процессах составляющих с близкими частотами. При распределении текущих значений амплитуд вибраций труб по нормальному закону корреляционная функция изменяется по закону синуса, медленно затухая. Однако при распределении этих значений по закону арккоси-

нуса корреляционная функция, хотя и изменяется аналогично, но не затухает, а приближается к постоянному значению, изменяющемуся по закону синуса. Это показывает, что в последнем случае труба также возбуждается периодической силой, которая связана с отрывом вихрей от труб.

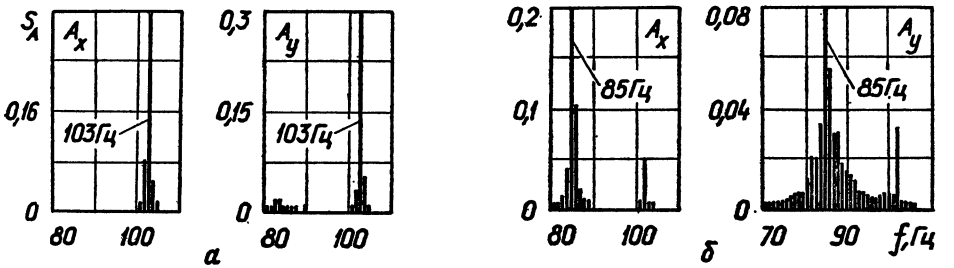


Рис. 7.28. Функция нормированной спектральной плотности колебаний труб с $f_n=$ $=96$ Гц в первом (*а*) и глубинном (*б*) рядах коридорного пучка 1,34×1,34 при $\bar{u}/(f_n d)=2{,}9$

Общая частотная структура колебательного процесса трубы описывается спектральной плотностью среднеквадратичных значений параметров. Формально функция спектральной плотности стационарного процесса не содержит дополнительной информации по сравнению с автокорреляционной функцией. Эти функции связаны взаимным преобразованием Фурье:

$$S_x(f)=\int_{-\infty}^{\infty} K_x(\tau)\,e^{-2\pi j f\tau}\,d\tau. \qquad (7.35)$$

Однако они дают разную информацию. Большой интерес представляет информация о частоте колебаний труб. Для выяснения колебательного движения трубы в целом подсчитывалась спектральная плотность мощности, которая при стационарном эргодическом случайном процессе, определяющем колебательное движение поперечно обтекаемых труб, выражает среднюю мощность вибраций труб, приходящуюся на единицу полосы частот.

Распределение спектральных плотностей колебательных процессов труб в первых и глубинных рядах исследуемых шахматных и коридорных пучков показывает, что трубы колеблются с частотами, близкими к частоте их собственных колебаний. Некоторые более заметные отклонения от этой закономерности замечены в зоне вихревого возбуждения. Данные на рис. 7.28 показывают, что частота колебаний труб в первых рядах несколько выше, чем в глубинных. Это обусловлено

тем, что в глубине пучка трубы возбуждаются в основном турбулентными пульсациями, а трубы первого ряда находятся в зоне вихревого возбуждения. Как в случае одиночной трубы (рис. 7.9), так и при вихревом возбуждении в этой зоне замечено увеличение частоты колебаний труб. Вне этой зоны часто́ты колебаний труб всего пучка фактически становятся одинаковыми. Характерно, что колебания труб одних рядов передаются другим. Это видно из распределения спектральной плотности (рис. 7.28), в котором наблюдаются две характерных частоты колебания труб.

Частота колебания труб в основном зависит от вида их возбуждения. Турбулентные пульсации давления потока обусловлены структурой обтекания труб пучка, течением жидкости в межтрубном пространстве и имеют широкополосный спектр энергии. При небольших скоростях потока этими пульсациями и возбуждаются вибрации труб как в первом, так и в глубинных рядах. При гидроупругих вибрациях трубы пучка перемещаются по определенным траекториям, поэтому их частоты колебаний не отличаются.

Спектральный анализ колебательного движения труб исследованных шахматных пучков показал, что при переменном значении скорости потока изменение частоты колебаний труб и ее отличие от собственной частоты колебаний ярче выражены в первых рядах пучков по сравнению с глубинными рядами. Трубы глубинных рядов возбуждаются высокотурбулизированным потоком с неравномерным профилем скорости и турбулентности, а на трубы первых рядов набегает поток с низкой турбулентностью ($Tu \approx 1\%$) и равномерным профилем скорости. Поэтому в глубинных рядах энергия колебательного движения труб распределяется в более широком диапазоне частот, чем в первых рядах (рис. 7.28).

Частота колебаний труб в пучках увеличивается с ростом безразмерной скорости потока. В зоне вихревого возбуждения происходит повышение этой частоты на 10—13%, а при выходе из резонансного состояния — некоторое ее уменьшение. Вне зоны вихревого возбуждения она плавно увеличивается с повышением скорости потока, поскольку трубы подвергаются статической нагрузке. Количественное изменение частоты колебаний труб при изменении безразмерной скорости потока фактически такое же, как и в случае одиночной трубы (см. рис. 7.9). Разница только в том, что зона вихревого возбуждения получается при других безразмерных скоростях потока. Для определения местоположения этой зоны в зависимости от конфигурации пучка можно пользоваться вышеприведенными данными.

При всех видах возбуждения трубы колебались с частотами, близкими к их собственным частотам. В тесных пучках отмечено некоторое несоответствие в колебаниях труб в первых и глубинных рядах,

а в пучках с большими относительными шагами частоты колебаний труб в разных рядах фактически совпадали.

Статистический анализ гидродинамических вибраций труб показывает, что одиночная труба и трубы в пучках колеблются с частотой, незначительно изменяющейся с изменением скорости потока. Обычно с повышением скорости потока частота колебаний труб увеличивается мало. Согласно спектральному анализу гидродинамические вибрации являются узкополосными случайными функциями.

При анализе колебательного процесса труб в пучках под действием потока установлено, что между вибрациями отдельных труб существует взаимосвязь через силы инерции жидкости. Чем теснее пучок, тем значительнее эта взаимосвязь. Если в пучке имеются трубы с разными собственными частотами колебаний, то в спектральной плотности колебаний труб наблюдаются две частоты, при которых сосредоточена энергия. Наибольший максимум спектральной плотности колебаний трубы имеет место при частоте, близкой к собственной частоте колебаний трубы, а максимумы при частотах, с которыми вибрируют другие трубы пучка, выражены не так четко.

В пучках труб с одинаковыми собственными частотами колебания отдельные трубы могут иметь фазовые сдвиги, а трубы пучка — перемещаться в определенной последовательности. Это характерно для вибрации пучка в зоне гидроупругих вибраций. Исследования показывают, что вибрации пучка следует рассматривать как взаимосвязанные колебания его отдельных труб. Вибрации труб в пучке, как и в одиночном поперечном ряду (рис. 7.13), происходят по определенным формам, которые имеют свои собственные частоты, близкие к собственной частоте колебаний труб.

7.7. Гидродинамические вибрации наклонных труб

Наши исследования [199] показывают, что при обобщении гидродинамических сил, действующих на трубы, наклоненные к направлению потока под углом $\beta=25—90°$, за определяющую скорость целесообразно принимать скорость в узком сечении пучка в плоскости труб, рассчитываемую из уравнения (3.14). Установлено, что обтекание наклонных труб значительно сложнее, чем поперечно обтекаемых. Наблюдается перестройка течения жидкости при входе в пучок и выходе из него. Линии тока на поверхности наклонных труб составляют некоторый угол с направлением потока. Они занимают промежуточное положение между линией, перпендикулярной оси трубы, и направлением потока. Ввиду наличия составляющей скорости потока перпендикулярной оси трубы, различие в видах возбуждения вибраций наклон-

ных труб пучков незначительное. Это объясняется тем, что гидродинамические силы давления, вызванные отрывом потока, значительно превосходят силы трения.

Анализ вибраций наклонных труб под действием потока показывает, что трубы перемещаются по орбитальным траекториям, т. е. одновременно в направлении потока (ось x) и перпендикулярно ему (ось y).

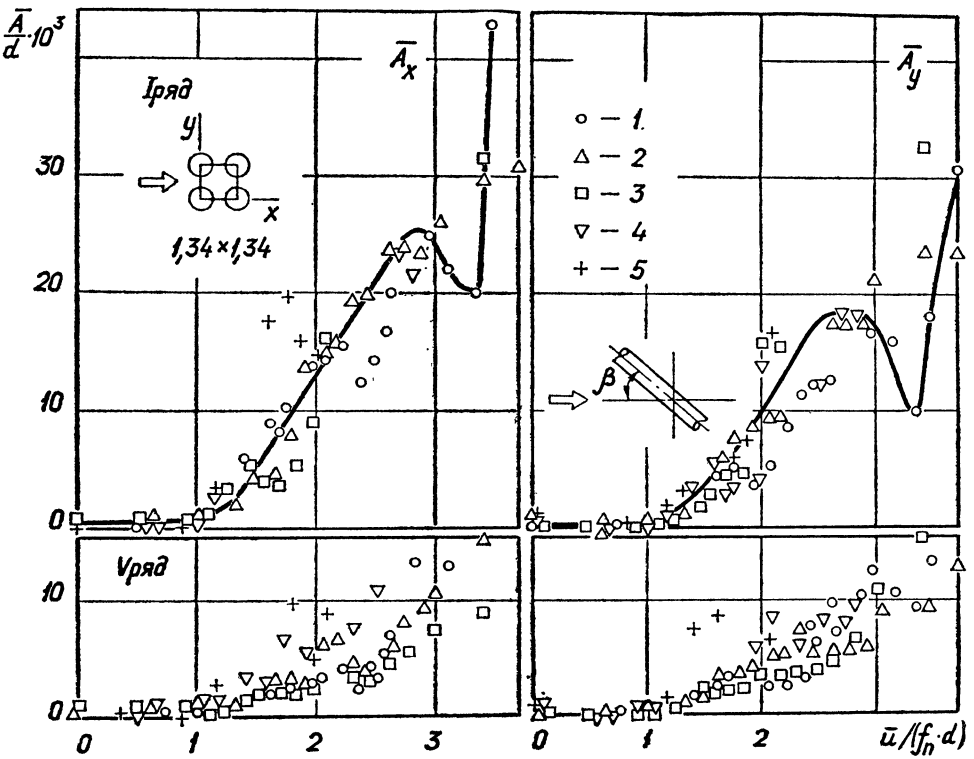


Рис. 7.29. Значения амплитуд колебаний труб с f_n=38—60 Гц в первом и пятом рядах коридорного пучка в зависимости от скорости потока воды при следующих значениях β, град: *1* — 90; *2* — 75; *3* — 60; *4* — 40; *5* — 25

Полученные в ИФТПЭ АН ЛитССР амплитудно-скоростные характеристики коридорных пучков труб при изменении угла β от 25 до 90° показывают (рис. 7.29), что в потоке существуют пульсации давления, частота которых зависит от изменения скорости потока, а если она становится равной частоте собственных колебаний труб f_n, то

амплитуда $\bar{A}$ значительно увеличивается. При $\bar{u}/(f_n d) > 3{,}0$ значение амплитуды $\bar{A}$ возрастает не только из-за резонанса, при котором частота пульсаций давления потока, возникающих при обтекании труб, и частота собственных колебаний труб совпадают, но и вследствие гидроупругого взаимодействия труб пучка с потоком при перемешении их в пучке, поскольку с незначительным ростом скорости амплитуда $\bar{A}$ резко увеличивается. Трубы пучка раскачиваются и соударяются. С дальнейшим повышением скорости потока амплитуду $\bar{A}$ не удается уменьшить и трубы разрушаются от динамических напряжений. Аналогичный характер изменения амплитудно-скоростных характеристик (рис. 7.30) получен и для шахматных пучков труб.

Эксперименты показывают, что отрыв вихрей от наклонных и от поперечно обтекаемых труб пучков происходит аналогично. Это объясняется тем, что при обтекании наклонных труб скорость потока можно разложить на две составляющие: перпендикулярную оси трубы и параллельную ей. Из-за наличия отрыва пограничного слоя характер обтекания наклонных труб определяется поперечной составляющей скорости потока. Поэтому приняв скорость потока по уравнению (3.14) за определяющую, частоту отрыва вихрей от труб при $\beta < 90°$ можно определить по данным для поперечно обтекаемых труб. При такой обработке результатов получается небольшая погрешность, которая увеличивается с уменьшением угла β.

Экспериментальные данные исследований пульсаций местной скорости потока вблизи поверхности наклонных труб показывают, что для практических целей частоту отрыва вихрей от наклонных труб при $\beta \geqslant 25°$ можно определить по данным для поперечно обтекаемых труб. При этом за определяющую скорость надо принимать скорость в узком сечении поперечного ряда пучка, которую можно рассчитать по уравнению (3.14). Если за определяющую скорость принять скорость набегающего потока, то зависимость между частотами отрыва вихрей от наклонных и от поперечно обтекаемых труб можно определить из уравнения.

$$\mathrm{Sh} = \mathrm{Sh}_{\beta=90°} \sin\beta. \qquad (7.36)$$

Наибольшие вибрации труб наблюдаются в коридорных пучках, наклоненных к направлению течения потока. Это объясняется тем, что в сжатых пучках ($s_1/d = 1{,}34$) ширина между продольными рядами, как и между трубами, невелика. В таких условиях вихри, формирующиеся за трубой, незначительны и не обладают достаточной энергией для возбуждения больших вибраций в поперечном направлении потока. Трубы в данном случае вибрируют в основном под действием пульсаций давления потока, возникающих при прохождении жидкости в межтрубном пространстве.

В амплитудно-скоростных характеристиках труб шахматных пучков (рис. 7.30) наблюдается максимум при безразмерной скорости потока $\bar{u}/(f_n d) \approx 1{,}65$, который, как показали измерения пульсаций местной скорости на поверхности трубы, соответствует частоте отрыва вихрей.

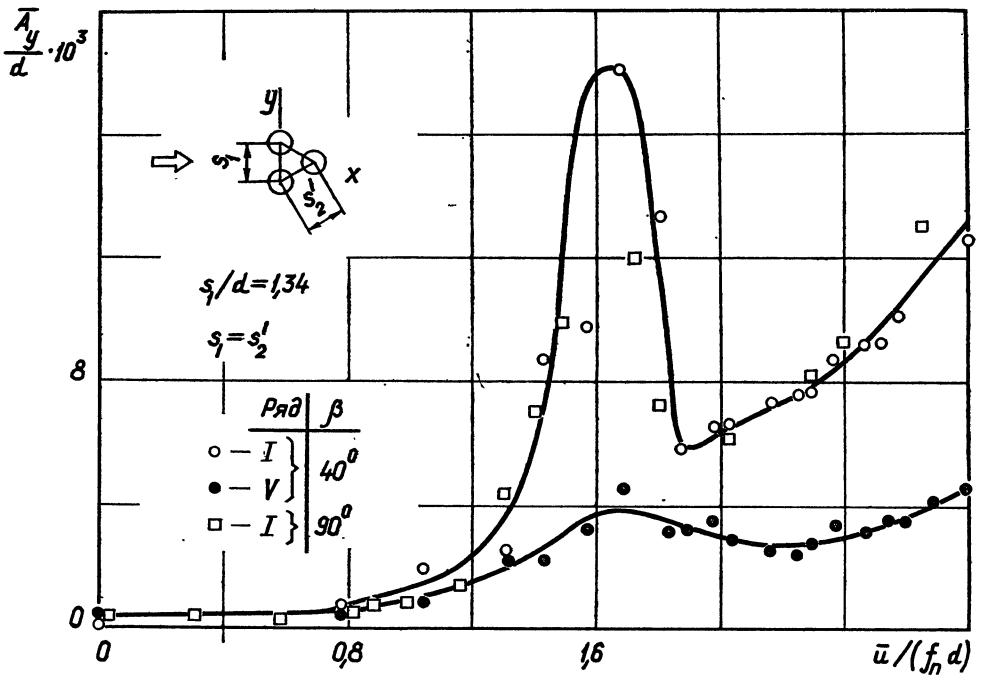


Рис. 7.30. Значения амплитуд вибраций труб с $f_n = 38$—60 Гц поперек потока в первом и пятом рядах шахматного пучка в зависимости от скорости потока воды при разных углах наклона труб

После вихревого возбуждения, начиная с $\bar{u}/(f_n d) > 1{,}9$ и кончая $\bar{u}/(f_n d) \approx 2{,}4$, амплитуда колебаний трубы плавно увеличивается, а далее это увеличение становится более заметным, поскольку при $\bar{u}/(f_n d) \approx 2{,}4$ появляются гидроупругие вибрации, которые при $\bar{u}/(f_n d) \approx 2{,}8$ вызывают разрушение труб.

С уменьшением угла наклона труб частота отрыва вихрей незначительно повышается. Поэтому максимумы амплитуды колебаний труб при меньших β получаются при несколько меньших значениях $\bar{u}/(f_n d)$.

Измерения показывают, что при всех углах наклона трубы колеблются с частотой, близкой к частоте их собственных колебаний f_n.

С увеличением параметра затухания $m\delta/(\varrho d^2)$ критическая скорость появления гидроупругих вибраций труб появляется при бо́льших скоростях потока. Если за определяющую скорость принять скорость, рассчитанную по уравнению (3.14), то для определения критической скорости появления гидроупругих вибраций большой амплитуды можно использовать зависимость для поперечно обтекаемых труб. Виды возбуждения вибраций труб наклонных и поперечно обтекаемых пучков мало отличаются.

Наибольшие вибрации труб под действием потока (рис. 7.29 и 7.30) наблюдаются в первом ряду пучка с $\beta \leqslant 90°$, а в его глубинных рядах они значительно меньше. Изменение частоты собственных колебаний труб коридорных шахматных пучков фактически не вносит поправок в характер изменения амплитуд колебаний труб. При всех значениях этих частот максимумы амплитуд колебаний соответствуют одной и той же скорости потока.

7.8. Вибрации поперечно обтекаемых радиальных пучков труб

Отдельные узлы нагревательных поверхностей современных трубчатых теплообменников проектируются из параллельных пучков труб или же из пучков труб другой конфигурации. Для концевых узлов аппаратов со спиралеобразными пучками труб часто применяют поперечно обтекаемые шахматные и коридорные радиальные пучки труб. В этих пучках трубы располагаются по радиусам окружности, а расстояние между двумя соседними трубами в поперечном ряду изменяется.

В ИФТПЭ АН ЛитССР гидродинамические вибрации [200] исследовались на семирядных шахматных радиальных пучках труб с $s_2/d = 1{,}34$, 1,61, 2,0 и на коридорном пучке труб с $s_2/d = 1{,}34$. Применялись трубы с $d = 42$ мм, а угол раствора между ними в поперечном ряду был одинаков для всех исследуемых пучков — 11°42′. Значение Re изменялось от $2 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^5$, а f_n — от 21 до 30 Гц. Обтекание труб было симметричное, а профили скорости набегающего потока — прямоугольные.

При обтекании радиальных пучков труб скорость потока в межтрубном пространстве изменяется, поэтому для оценки виброактивности труб за определяющую скорость принималась среднеинтегральная скорость в узком проходном сечении пучка. Поскольку угол раствора между трубами был одинаковый, то для нахождения определяющей скорости потока для всех пучков применялась формула

$$\bar{u} = 1{,}87\, U_0. \qquad (7.37)$$

Амплитудно-скоростные характеристики показывают (рис. 7.31), что до $\bar{u}/(f_n d) \approx 1{,}0$ вибрации труб возникают под действием турбулентных пульсаций. С достижением критических значений скорости, при которых энергия возбуждающей гидродинамической силы превосходит энергию демпфирования трубы, происходит резкое увеличение амплитуды колебаний труб в пучках. При дальнейшем незначительном увеличении скорости потока трубы радиальных пучков разрушаются от динамических напряжений.

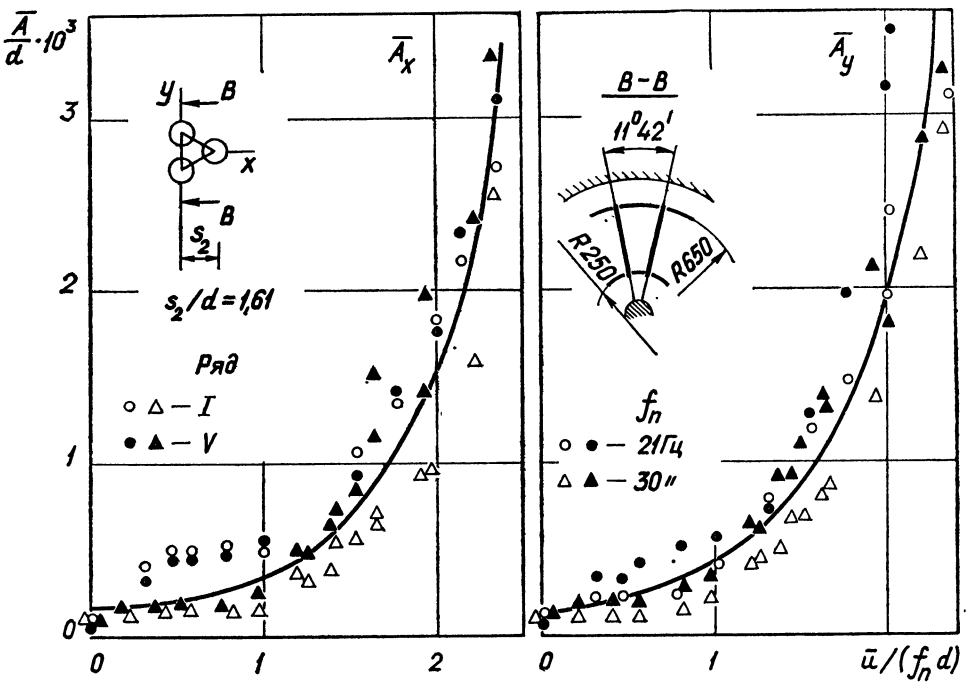


Рис. 7.31. Зависимость относительной амплитуды колебаний труб в первом и пятом рядах радиального шахматного пучка с $s_2/d = 1{,}61$ от скорости потока воды

Спектральный анализ пульсаций местной скорости потока вблизи поверхности отдельных труб исследуемых радиальных пучков при разных углах расположения термоанемометрического датчика от лобовой критической точки трубы по всему периметру показывает, что энергия пульсаций скорости потока, а следовательно, и пульсаций его давления в диапазоне частоты колебаний труб распределяется почти равномерно. Энергетический спектр имеет множество пиков, поэтому выделить какую-либо характерную частоту f, аналогичную частоте отрыва

вихрей трудно. Гидродинамическую возбуждающую силу в исследованном диапазоне изменения Re и скорости потока для радиальных пучков труб можно представить в виде турбулентных пульсаций, от которых трубы получают энергию с частотой, близкой к частоте собственных колебаний труб. В амплитудно-скоростных характеристиках повышения амплитуды колебаний труб происходят вследствие вихревого возбуждения, или гидроупругих вибраций, что характерно при обтекании труб в пучках.

Амплитудно-скоростные характеристики исследуемых шахматных и коридорных радиальных пучков труб изменяются аналогично. Наблюдается увеличение амплитуды колебаний труб с ростом скорости потока. Значение амплитуды колебаний незначительно зависит от ряда труб, направления вибраций и собственных частот. Это вполне закономерно, так как трубы в основном возбуждаются пульсациями давления потока. С увеличением скорости потока энергия турбулентных пульсаций потока возрастает, равномерно увеличивая амплитуду колебаний $\bar{A}$ поперечно обтекаемых труб шахматных и коридорных радиальных пучков. Характерно, что наименьшую амплитуду колебаний имеют трубы первых рядов, в которых самая низкая турбулентность потока, причем поперек потока амплитуда несколько больше, чем вдоль его. С уменьшением относительного продольного шага пучка турбулентность потока возрастает, что приводит к некоторому увеличению амплитуды колебаний.

Зарегистрированные вибрации труб исследуемых радиальных пучков при всех значениях скорости потока представляют собой непрерывные колебательные процессы со случайной фазой колебаний между отдельными трубами. Взаимосвязи между колебательными процессами отдельных труб одного и того же пучка в различных поперечных рядах не обнаружено. Каждая труба в радиальных пучках вибрирует независимо от соседней с частотой, близкой к частоте собственных колебаний. Колебательная энергия труб (рис. 7.32) в основном сосредоточена в узкой полосе частот. На спектрограммах колебательного движения труб радиальных пучков при поперечном обтекании их потоком жидкости виден один большой максимум энергии при частоте, почти не отличающейся от частоты собственных колебаний. Экспериментальные данные показывают, что положение этого максимума в исследуемом диапазоне изменения скорости или Re не зависит от расположения труб в радиальном пучке. Максимум появляется при одинаковой частоте и для коридорного, и для шахматного пучков.

Записи изменения амплитуд колебаний труб радиальных пучков при поперечном обтекании их потоком жидкости показывают, что вибрации труб этих пучков под действием потока жидкости не являются случайными, а носят периодический характер. С течением времени амплитуда

колебаний труб несколько изменяется. Эти неравномерности изменения амплитуды колебаний по времени зависят от скорости потока. При одних ее значениях они несущественны, при других — большие. Поэтому структура возбуждающей гидродинамической силы изменяется в

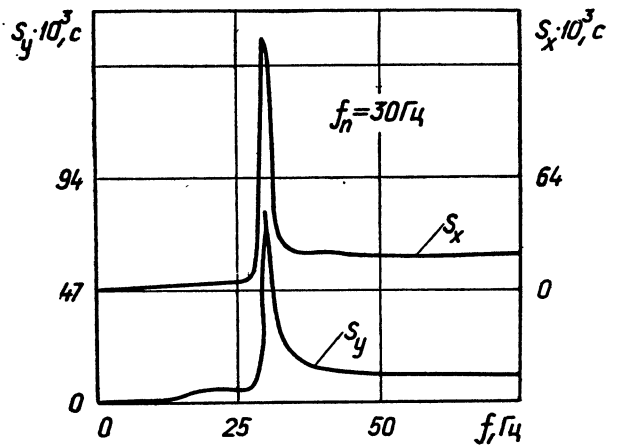


Рис. 7.32. Спектральная плотность вибраций труб вдоль (S_x) и поперек (S_y) направления потока в пятом ряду радиального шахматного пучка с $s_2/d=1{,}61$ при $\bar{u}/(f_n d)=2{,}0$

зависимости от скорости потока. Наличие явления биения в вибрациях труб таких пучков под действием гидродинамических сил означает, что в этом процессе существуют компоненты с близкими частотами. С изменением скорости потока изменяется характер возбуждения труб.

7.9. Расчет вибраций труб

Вибрации труб можно рассчитать лишь приближенными аналитическими методами, поскольку нет точных зависимостей для описания гидродинамических сил, действующих на обтекаемые трубы. Известно, что при каждом виде возбуждений действуют определенные гидродинамические силы. Поэтому теоретический расчет вибраций труб, возбуждаемых потоком, опирается на приблизительное описание гидродинамических сил.

Из вышеизложенного экспериментального материала следует, что трубы теплообменников в потоках теплоносителей могут возбуждаться турбулентными пульсациями давления потока, отрывом вихрей и вследствие гидроупругого взаимодействия труб пучка с потоком. При обте-

кании пучков труб все возможные виды возбуждения начинают действовать с начала появления вибраций. В определенных диапазонах изменения скорости потока доминирование одного из указанных видов возбуждения труб (рис. 7.1) определяется вибропараметрами пучка труб, характеристикой потока, местоположением трубы в пучке и другими факторами.

Из эксперимательных исследований видно, что не все виды возбуждения проявляются при обтекании разных трубных сборок теплообменников. Например, одиночная поперечно обтекаемая труба возбуждается турбулентными пульсациями потока и отрывом вихрей, а та же продольно обтекаемая труба — только турбулентными пульсациями.

Продольно обтекаемые трубные сборки теплообменников возбуждаются в основном только турбулентными пульсациями. Характер возбуждения труб зависит от условий их обтекания.

При поперечном обтекании пучков (рис. 7.1) на трубы первых рядов действуют все вышеуказанные виды возбуждений, в то время как трубы глубинных рядов возбуждаются в основном турбулентными пульсациями.

Вибрацию трубы $y(t)$ при воздействии гидродинамической силы $F(t)$ можно определить решив дифференциальное уравнение (2.5), которое, используя приведенные параметры, рассчитанные по уравнениям (2.17)—(2.20), можно привести к следующему виду:

$$m\frac{d^2y}{dt^2}+c\frac{dy}{dt}+ky=F(t), \tag{7.38}$$

где m — расчетная масса на единицу длины трубы; c — коэффициент демпфирования; k — коэффициент жесткости; y — поперечное смещение трубы; $F(t)$ — гидродинамическая сила возбуждения.

При возбуждении турбулентными пульсациями давления $F(t)$ представляется в виде энергетической спектральной плотности. При вихревом возбуждении она задается в виде синусоидального закона, а при гидроупругих вибрациях обусловлена перемещением труб в пучке или поперечном ряду в процессе вибраций. Поэтому расчеты вибраций труб пучков в теплообменниках целесообразно вести для каждого вида возбуждений.

Вибрации, возбуждаемые турбулентностью потока. При изучении вибраций труб под воздействием турбулентных пульсаций давления потока приходится исследовать их поведение не при каком-либо одном воздействии, а при целой совокупности возможных случайных воздействий. Поэтому для описания возбуждающей гидродинамической силы $F(t)$ используются статистические методы. Величина $F(t)$ является случайной стационарной функцией, которую нельзя предсказать для

каждого отдельного случая, так как она не описывается точными математическими соотношениями.

Возбуждение труб турбулентными пульсациями давления практически происходит во всем диапазоне изменения скорости потока и при всех условиях их обтекания. Возбуждающая гидродинамическая сила имеет широкополосный частотный спектр. Трубы колеблются с собственной частотой, получая энергию от потока.

При решении дифференциального уравнения движения трубы определяются вероятностные характеристики выхода, которые выражаются через вероятностные характеристики входа. В большинстве случаев вероятностные характеристики случайных гидродинамических сил, действующих на трубы пучков, отсутствуют. Для их определения приходится проделывать очень большую экспериментальную работу по измерению и анализу случайных воздействий потока на обтекаемые трубы. Поэтому при решении дифференциального уравнения колебаний трубы (7.38) необходимо сначала получить вероятностные характеристики гидродинамической силы, действующей на трубу.

Для расчета вибраций труб, возбуждаемых турбулентностью, необходимо знать среднеквадратичное значение и форму спектра турбулентных пульсаций скорости или давления в зависимости от средней скорости потока.

При составлении методики расчета принимается, что с изменением средней скорости форма спектра пульсаций и интенсивность турбулентности в межтрубном пространстве постоянны. Труба вибрирует с частотой собственных колебаний, а гидродинамическая сила не зависит от интенсивности вибраций трубы. Эти допущения могут привести к значительным погрешностям только в случае большой амплитуды колебаний труб. При расчете вибраций труб теплообменников указанные допущения возможны, поскольку большие амплитуды колебаний труб по возможности предотвращаются. Соблюдая вышеуказанные условия, вибрации труб под действием турбулентных пульсаций давления потока можно описать случайной функцией стационарной линейной системы. Согласно работе [88], между спектральной плотностью возбуждающей силы $S_F(\omega)$ и спектральной плотностью вибраций труб $S_A(\omega)$ существует связь, выражаемая зависимостью

$$S_A(\omega) = |H(i\omega)|^2 S_F(\omega), \tag{7.39}$$

где ω — круговая частота; $H(i\omega)$ — частотная характеристика.

Из уравнения (7.39) видно, что при преобразовании воздействия потока на трубу спектральная плотность возбуждающей силы умножается на квадрат модуля частотной характеристики системы. Поэтому, умножив $S_F(\omega)$ на $H(i\omega)$ для каждой частоты, можно определить спектр вибраций труб.

Дифференциальное уравнение колебаний трубы (7.38) можно представить в следующем виде:

$$m[\ddot{y}+2\zeta\omega_n\dot{y}+\omega_n^2 y]=F(t), \tag{7.40}$$

где $c=2\zeta m\omega_n$; $k/m=\omega_n^2$; ζ — фактор демпфирования; ω_n — круговая собственная частота колебаний без учета демпфирования.

Учитывая уравнение (7.40) и используя преобразование стационарной случайной функции линейной системы, запишем уравнение (7.39) в следующем виде:

$$S_A(\omega)=\frac{S_F(\omega)}{m^2[(\omega_n^2-\omega^2)^2+(2\zeta\omega_n\omega)^2]}, \tag{7.41}$$

где $S_F(\omega)$ — энергетический спектр обобщенной возбуждающей силы при колебании трубы по форме $\Psi(z)$, а член

$$Z(\omega)=m[(\omega_n^2-\omega^2)^2+(2\zeta\omega_n\omega)^2]^{0,5}$$

выражает способность трубы реагировать на гармоническое воздействие силы. Он называется механическим импедансом или полным механическим сопротивлением.

Среднеквадратичное значение амплитуды колебаний труб можно определить по формуле

$$\overline{A^2}=\int_{-\infty}^{\infty} S_A(\omega)\,d\omega. \tag{7.42}$$

При резонансном возбуждении и малом демпфировании, как и в случае возбуждения турбулентными пульсациями, можно принять, что $S_F(\omega)\approx\text{const}$, так как труба колеблется с частотой $\omega\approx\omega_n$. Получается, что вся энергия в основном сконцентрирована в узком диапазоне частот $\Delta\omega=2\zeta\omega_n$. В этом случае по данным работы [201]

$$\int_{-\infty}^{\infty}\frac{d\omega}{m^2[(\omega_n^2-\omega^2)^2+(2\zeta\omega_n\omega)^2]}=\frac{\pi}{2\omega_n^3 m^2\zeta}.$$

С учетом вышесказанного для определения среднеквадратичного значения амплитуды колебаний трубы по каждой форме в зависимость (7.42) вводим функцию $\psi(z)$. Тогда

$$\overline{A_j^2}=\frac{\pi S_F(\omega_j)\psi_j^3(z)}{2\omega_j^3 m^2\zeta}, \tag{7.43}$$

где $\psi(z)$ — нормальная функция, определяющая форму колебаний трубы и зависящая от способа ее крепления. Например, при шарнирном

креплении концов труб (см. гл. 2) кривая изгиба при их колебании представляет собой синусоиду с различным числом полуволн. В этом случае $\psi(z)=\sin\frac{j\pi z}{l}$, где $j=1, 2, 3$ и т. д. При других видах крепления концов труб кривая изгиба трубы иная.

Энергетический спектр обобщенной возбуждающей силы определяется по результатам измерения пульсаций давления потока. Взаимосвязь между этими спектрами [49] можно представить в виде зависимости

$$S_F(\omega)=\frac{S_p(\omega)\,l^2\,d^2\,\gamma^2}{l\left[\int\limits_0 \psi^2(z)\,dz\right]^2}, \tag{7.44}$$

где $S_p(\omega)$ — спектр поверхностных пульсаций давления на трубе, γ — коэффициент эффективности сил давления, способных возбудить колебания по данной форме, который определяется корреляционной длиной вихря l_c

В случае длинных труб отрыв вихрей не является когерентным или однофазным по всей их длине. Поэтому при определении воздействия потока на трубу необходимо учитывать корреляционную длину отрыва вихря.

Если размер турбулентного вихря в потоке больше характерного размера трубы, то $\gamma=1$, а если намного меньше, то

$$\gamma=(l_c/l)^{0,5}, \tag{7.45}$$

где l_c — корреляционная длина.

Пульсация поверхностного давления на трубе является результатом пульсаций скорости потока. При определении этой связи учитывается тот факт, что при обтекании труб воздействие потока состоит из двух сил, т. е. из силы давления, которая действует в фазе со скоростью потока, и силы инерции, которая действует в фазе с ускорением. Удельное давление потока, действующего на трубу,

$$p=\frac{1}{2}\,\rho U^2 c_D+\rho F\dot{U}/d, \tag{7.46}$$

где c_D — коэффициент полного сопротивления; ρF — масса жидкости, вытесненная единицей длины трубы.

Принимая, что скорость потока по отношению к ее среднему значению $\bar{u}$ изменяется с амплитудой u'_0, получаем

$$U=\bar{u}+u'_0\sin\omega t. \tag{7.47}$$

Подставляя выражение скорости (7.47) в уравнение (7.46) и опуская члены, имеющие малую величину по сравнению со значением $\bar{u}$, получаем

$$p=\frac{1}{2}\rho\bar{u}^2 c_D+\rho u_0'\bar{u}c_D\sin\omega t. \tag{7.48}$$

Вычитая из левой и правой частей уравнения (7.48) усредненную величину давления $\bar{p}=\frac{1}{2}\rho\bar{u}^2 c_D$ и разделяя на нее обе части этого уравнения, получаем взаимосвязь между пульсациями давления и пульсациями скорости потока:

$$\frac{(p-\bar{p})^2}{\bar{p}^2}=\frac{4\overline{u'^2}}{\bar{u}^2}, \tag{7.49}$$

где $u'=u_0'\sin\omega t$.

При низких частотах уравнение (7.49) является достаточно точным, и его погрешность увеличивается только при больших частотах. Поскольку частота колебаний труб в теплообменниках сравнительно небольшая, уравнение (7.49) вполне можно использовать при расчете вибраций труб.

Исходя из уравнения (7.49) и выражения коэффициента $\bar{p}$ (см. гл. 1 и 3), можно найти взаимосвязь между спектром пульсаций давления и скоростью потока в характерной точке трубы:

$$S_p(\omega)=\rho^2 c_D^2\bar{u}^2 S_u(\omega), \tag{7.50}$$

где $\bar{u}$ — усредненная скорость потока в узком сечении пучка; $S_u(\omega)$ — спектр продольных пульсаций скорости потока в характерной точке вблизи поверхности трубы.

Взаимосвязь между пульсациями давления и пульсациями местной скорости, выраженную уравнением (7.50), можно использовть и для турбулентных пульсаций скорости потока в пучке вблизи поверхности труб. Энергетический спектр пульсаций местной скорости можно представить в виде функции скорости потока, гидродинамических и геометрических характеристик пучка:

$$S_u(f)=\overline{u'^2}\,\frac{d}{\mathrm{Sh}\,\bar{u}}\,G(\xi), \tag{7.51}$$

где $\xi=fd/(\mathrm{Sh}\bar{u})$; $\sqrt{\overline{u'^2}}$ — среднеквадратичное значение пульсаций скорости потока; Sh — число Струхаля, определяющее частоту отрыва вихрей; $G(\xi)$ — нормированная безразмерная форма спектра при условии $\int_0^\infty G(\xi)\,d\xi=1$.

При расчете вибраций труб по уравнению (7.43) необходимо заменить $S_F(\omega)$ его значением, выраженным через пульсации местной скорости. Для этого используются уравнения (7.44)—(7.51). Для расчета среднеквадратичных значений вибраций труб по j-форме используется уравнение

$$\frac{\bar{A}}{d}=\left(\frac{\rho d^2}{m}\right)\frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\bar{u}}\;\frac{\psi(z)}{\int\limits_0^l \psi^2(z/l)\,d(z/l)}\times$$

$$\times\sqrt{\left(\frac{c_D^2}{64\pi^3\,\mathrm{Sh}}\right)\left(\frac{\bar{u}}{f_n d}\right)^3\left(\frac{1}{\zeta}\right)\left(\frac{l_c}{l}\right)G(\xi)}, \qquad (7.52)$$

где $\bar{A}_j/d=\sqrt{\bar{A}_j^2/d^2}$.

При выводе уравнения (7.52) в правую его часть введен коэффициент $1/(4\pi)$, так как при нормировании спектра пульсаций местной скорости использовалась только положительная часть спектра, а вместо элемента круговой частоты $d\omega$ применялся элемент частоты df.

Из уравнения (7.52) видно, что величина амплитуды колебаний труб под действием турбулентных пульсаций определяется гидродинамическими силами, действующими на трубу, и параметрами потока.

Сопротивление трубы обтеканию характеризуется коэффициентом полного сопротивления c_D, значение которого для труб глубинных рядов пучка почти всегда неизвестно. Обобщение экспериментальных данных, полученных для шахматных пучков, трубы в которых расположены в вершинах равностороннего треугольника, с относительными шагами, изменяющимися от 2,0 до 1,34, показывает, что при $\mathrm{Re}=10^3$—10^4 величина $c_D\approx 0{,}7$, а в диапазоне Re от 10^4 до $5\cdot10^4$ она уменьшается, а среднее ее значение можно определить из уравнения

$$c_D=296\,\mathrm{Re}^{-0{,}65}. \qquad (7.53)$$

При $\mathrm{Re}\geqslant 5\cdot10^4$ c_D в среднем равно 0,26.

Согласно данным работы [90], при $\mathrm{Re}<10^4$ величина c_D в коридорных пучках на 30% меньше, чем в шахматных, а при $\mathrm{Re}\geqslant 5\cdot10^4$ это различие уменьшается и в среднем составляет около 5—10%. В коридорных пучках характер изменения c_D в зависимости от Re остается таким же, как и в шахматных пучках.

Большие изменения коэффициента c_D наблюдаются при $\mathrm{Re}<10^3$. По данным той же работы в шахматных пучках 2,0×2,0 в диапазоне Re от 10^3 до 10^2 значение c_D увеличивается от 0,85 до 1,6. С дальнейшим увеличением числа Рейнольдса ($\mathrm{Re}<10^2$) этот коэффициент для

труб шахматных пучков и для одиночной трубы фактически становится одинаковым.

Турбулентность потока, возникающая при поперечном обтекании пучков труб, генерируется вихревым отрывным течением. Поэтому при расчете вибраций необходимо иметь представление о вихревой структуре этого потока. Частота отрыва вихрей широко исследована, а корреляционная длина вихря l_c вдоль оси трубы по-прежнему остается малоизученной.

Представленные в работах [202, 203] данные для стационарно установленной трубы показывают, что корреляционная длина l_c длинных труб при Re=40—150 изменяется в пределах $l_c/d=15$—20, а при Re>>150 до критических его значений ($Re\approx 2\cdot 10^5$) она фактически остается постоянной и соответствует $l_c/d=2$—3. Установлено, что чем длиннее труба, тем больше корреляционная длина. При Re от 10^4 до $2\cdot 10^5$ l_c/d длинных труб может достигнуть 5, а при Re, превышающих критическое значение, l_c/d уменьшается до 0,5. При наличии вибраций

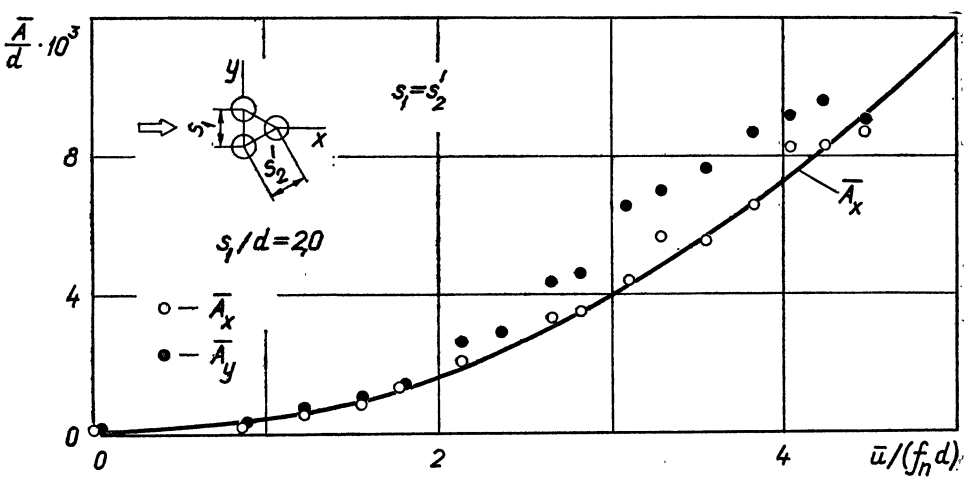


Рис. 7.33. Сопоставление расчетных значений амплитуды колебаний поперечно обтекаемой трубы в пятом ряду шахматного пучка с экспериментально полученными данными для потока воды. Сплошная линия — расчет по уравнению (7.52). Точки — эксперимент

корреляционная длина трубы несколько увеличивается. Чем больше амплитуда, тем больше это увеличение. Изменение l_c коротких труб значительно меньше, чем длинных. Это объясняется тем, что процесс формирования и отрыва вихрей в некоторой степени управляется вибрацией труб. Поэтому и изменяется корреляционная длина l_c/d.

Литературные данные показывают, что изменение l_c/d одиночной трубы аналогично изменению этой величины и для труб пучков. Например, по результатам, представленным в работе [89], видно, что корреляционная длина труб глубинных рядов коридорных пучков с относительными шагами $1{,}25\times1{,}0$ и $2{,}0\times1{,}0$ при $\mathrm{Re}=2\cdot10^4$—10^5 в среднем равна 1,3, а при турбулизированном потоке она уменьшается до 0,5—0,7. С повышением турбулентности потока или уменьшением относительных шагов пучка критический режим обтекания труб наступает при $\mathrm{Re}\approx2\cdot10^5$. Поэтому и происходит уменьшение корреляционной длины l_c/d. Измерения показывают [89], что в пучках l_c/d мало изменяется по периметру трубы ($\varphi=0$—$360°$). При поперечном обтекании труб уровень турбулентности после входа потока в пучок быстро увеличивается, достигая постоянного значения по глубине пучка. При $s_1/d>4$ в глубине пучка доминирует частота отрыва вихрей, а при $s_1/d<4$ — спектр пульсаций становится более широкополосным.

Пульсационная составляющая скорости потока $\sqrt{\overline{u'^2}}/\bar{u}$, обтекающего трубы глубинных рядов, изменяется в среднем в пределах от 0,15 до 0,35. Отмечается изменение пульсационной составляющей и по глубине пучка. Считается, что в пучках труб с $s_1/d<2$ постоянный уровень турбулентности устанавливается в среднем начиная с четвертого ряда. Во всех случаях на впередистоящих трубах обычно превалируют пульсации скорости, создаваемые отрывом вихрей.

Форма безразмерного нормированного спектра пульсаций местной скорости $G(\xi)$ определялась по данным измерений вблизи поверхности стационарно установленных труб в диапазоне изменения углов φ от 90 до 120° при $\mathrm{Re}=10^4$—$7\cdot10^4$. В спектре пульсаций скорости вблизи поверхности труб первого ряда при $\xi=1$ наблюдается ярко выраженный максимум, соответствующий частоте отрыва вихрей, а вблизи труб глубинного ряда в данном диапазоне изменения Re значение $G(\xi)$ плавно уменьшается с увеличением ξ. При таком способе нормирования энергетического спектра его форма и значение фактически мало зависят от изменения скорости потока в указанном диапазоне Re.

Результаты расчета амплитуды колебаний труб вдоль потока (рис. 7.33) по уравнению (7.52) хорошо совпадают с экспериментальными данными. Демпфирование трубы в расчетах учитывалось логарифмическим декрементом $\delta=0{,}15$, турбулентность потока $\sqrt{\overline{u'^2}}/\bar{u}$ принималась равной 0,3, корреляционная длина $l_c/d=1{,}65$, а число Струхаля определялось из уравнения (7.24) с учетом того, что при колебании труб оно примерно на 10% ниже, чем в случае стационарно установленных труб.

Эксперименты показали, что форма энергетического спектра пульсаций местной скорости вблизи поверхности трубы (рис. 7.34), приведенная к безразмерному виду, мало зависит от изменения относительных шагов пучков в интервале Re от 10^4 до $2 \cdot 10^5$. В глубине пучка при $Re = 10^4 — 2 \cdot 10^5$ вследствие большой турбулентности потока в энергети-

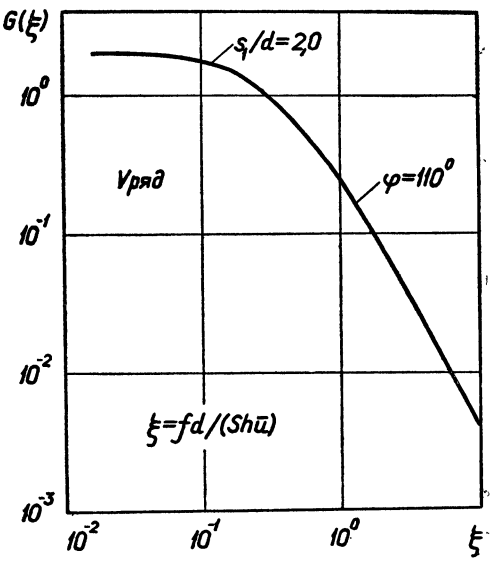


Рис. 7.34. Энергетический спектр пульсаций местной скорости потока вблизи труб глубинных рядов шахматного пучка 2,0×1,77 при $\varphi \approx 110°$, приведенный к безразмерному виду

ческом спектре не наблюдается максимума энергии, связанного с отрывом вихрей. Однако в глубине пучка при малых значениях Re картина этого спектра изменяется. Исследования показывают, что в потоке трансформаторного масла при $Re < 10^4$ в этом случае появляются максимумы энергии, связанные с отрывом вихрей. Установлено, что до критических Re вихревое возбуждение труб происходит и в глубине пучков с большими относительными шагами ($s_1/d > 2{,}0$).

Данные на рис. 7.33 показывают, что в глубине пучка амплитуда колебаний труб поперек потока примерно на 10% больше, чем вдоль потока.

Вихревое возбуждение труб. Этот вид возбуждения характеризуется тем, что с изменением скорости потока гидродинамическая возбуждающая сила периодически меняет свою частоту, которая определяется величиной Sh. Эта сила обусловлена отрывом вихрей и имеет место при поперечном обтекании одиночной трубы, а также труб шахматных и коридорных пучков.

Для расчета вибраций труб под действием отрыва вихрей используется уравнение (7.38). Наибольшие трудности возникают при расчете возбуждающей гидродинамической силы, поскольку отсутствует ее аналитическое выражение, определяемое конфигурацией пучка и параметрами потока, обтекающего трубы. Теоретически и экспериментально установлено, что гидродинамическая сила, обусловленная отрывом вихрей и действующая на единицу длины трубы, пропорциональна динамическому давлению и изменяется по синусоидальному закону

$$F(t)=c_y d\rho \frac{\bar{u}^2}{2} \sin \omega_s t, \tag{7.54}$$

где c_y — коэффициент поперечной силы, d — диаметр трубы, $\bar{u}$ — усредненная скорость в наименьшем проходном сечении пучка, ω_s — круговая частота отрыва вихрей.

Используя число Струхаля, которое для определенной геометрии пучка труб в больших диапазонах изменения числа Рейнольдса постоянно, частоту отрыва вихрей можно определить из выражения

$$\omega_s = 2\pi \operatorname{Sh} \bar{u}/d. \tag{7.55}$$

Значения числа Струхаля для шахматных пучков, трубы в которых расположены по вершинам равностороннего треугольника, определяются в зависимости от поперечного относительного шага пучка по уравнению (7.28). Для коридорных пучков труб частоту отрыва вихрей можно найти из уравнения (7.30), а для поперечно обтекаемой одиночной трубы — по рис. 7.10

Используя уравнения (7.28), (7.38) и (7.55) при расчете вибраций вышеуказанных пучков, получаем:

$$F(t)=c_y d\rho \frac{\bar{u}^2}{2} \sin 2\pi\, 0{,}9 \frac{\bar{u}}{d} \varkappa \{0{,}2+\exp[-0{,}4\,(s_1/d)^{1{,}8}]\}\, t. \tag{7.56}$$

Коэффициентом 0,9 в уравнении (7.56) учитывается несоответствие частот отрыва вихрей от стационарных и упруго установленных труб, так как их колебания влияют на формирование и отрыв вихрей от поверхности.

Разделив все члены уравнения (7.38) на m и подставив выражение возбуждающей силы, получим зависимость, определяющую вибрации труб шахматных пучков, возбуждаемых отрывом вихрей:

$$\ddot{y}+\frac{c}{m}\dot{y}+\frac{k}{m}y=\frac{c_y d\rho \bar{u}^2}{2}\times$$

$$\times \sin 2\pi\, 0{,}9 \frac{\bar{u}}{d} \varkappa \{0{,}2+\exp[-0{,}4\,(s_1/d)^{1{,}8}]\}\, t. \tag{7.57}$$

Обозначив

$$\frac{c}{m}=2n,\quad \frac{k}{m}=\omega^2,\quad \frac{c_y d\rho\bar{u}^2}{2m}=h,$$

$$2\pi 0{,}9\,\frac{\bar{u}}{d}\,\varkappa(0{,}2+\exp[-0{,}4\,(s_1/d)^{1{,}8}]=p,$$

получим уравнение (7.57) в следующем виде:

$$\ddot{y}+2n\dot{y}+\omega^2 y=h\sin pt. \tag{7.58}$$

Дифференциальное уравнение (7.58) описывает вынужденные колебания при наличии сопротивления движению, пропорционального скорости потока. Общее его решение состоит из общего решения однородного уравнения, т.е. уравнения (7.58) без правой части, и частного решения данного уравнения. В случае малого сопротивления, т.е. при $n<\omega$, общее решение уравнения (7.58) можно записать в следующем виде:

$$y=A_1e^{-nt}\sin(\sqrt{\omega^2-n^2}\,t+\gamma)+\frac{h}{\sqrt{(\omega^2-p^2)^2-4n^2p^2}}\sin(pt+\varepsilon). \tag{7.59}$$

Величины A и γ являются постоянными интегрирования и определяются по начальным условиям вибраций трубы. Со временем вследствие внутреннего и внешнего трения свободные колебания затухают и остаются лишь вынужденные колебания.

Амплитуда вынужденных колебаний

$$A=\frac{h}{\sqrt{(\omega^2-p^2)^2+4n^2p^2}}, \tag{7.60}$$

а фазовый сдвиг между колебаниями и возбуждающей силой —

$$\operatorname{tg}\varepsilon=\frac{2np}{\omega^2-p^2}. \tag{7.61}$$

Решение уравнения (7.38) может быть использовано для определения вибраций труб под действием периодической возбуждающей силы. Из аналитического решения видно, что наибольшая опасность разрушения труб появляется при использовании теплоносителей с большой плотностью. Представленные экспериментальные данные и результаты работы [204] показывают, что вихревое возбуждение вибраций труб характерно для первых рядов пучков.

При определении периодической гидродинамической силы, действующей на одиночную поперечно обтекаемую трубу, по результатам ра-

бот [8—12] значения коэффициентов переменной пульсирующей поперечной силы c_y и продольной пульсирующей силы c_x надо принимать в среднем соответственно 0,6 и 0,1 при Re от 10^4 до 10^5 и 0,14 и 0,04 при Re от $2 \cdot 10^5$ до 10^6. Более точные их значения можно определить по данным, представленным на рис. 1.8.

Определить периодические гидродинамические силы для труб в пучках сложнее, чем для одиночной трубы, тем более, что по этому вопросу мало данных. Некоторые результаты представлены в работе [39], но в ней возбуждающая гидродинамическая сила не выделена из прочих составляющих сил. Установлено, что значения коэффициентов c_y и c_x для труб шахматных и коридорных пучков мало отличаются. В докритическом режиме обтекания труб первых рядов исследованных пучков с $s_1/d \leqslant 2{,}0$ эти величины колеблются от 0,04 до 0,06. Аналогичные значения коэффициентов c_y и c_x получены в работе [205], в которой они рассчитаны по данным измерения пульсаций давления на стационарно установленных трубах. Представленные на рис. 7.35 резуль-

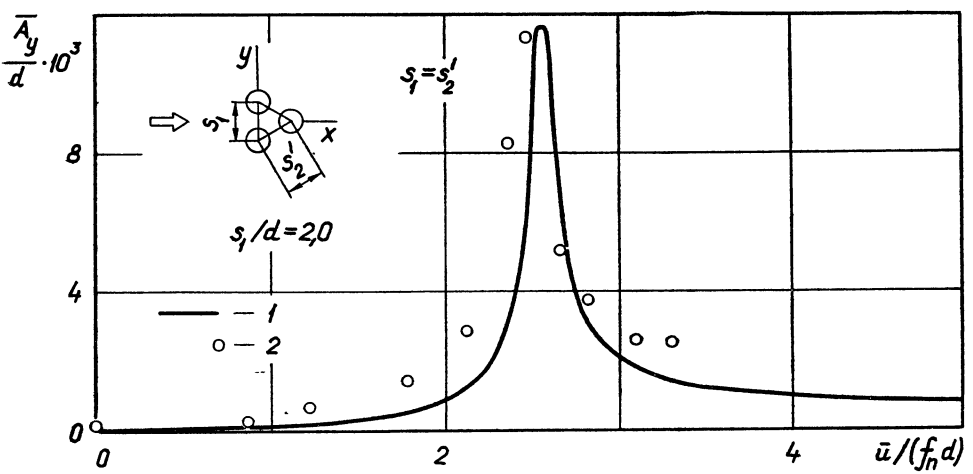


Рис. 7.35. Сопоставление расчетных значений амплитуды колебаний трубы в первом ряду шахматного пучка 2,0×1,77 при вихревом возбуждении потока с экспериментальными данными, полученными для потока воды. Сплошная линия — расчет по уравнению (7.60); точки — эксперимент

таты, рассчитанные по уравнению (7.60), хорошо совпадают с экспериментальными данными. Поскольку трубы одновременно возбуждаются турбулентными пульсациями, экспериментальные данные, как и следовало ожидать, получаются несколько выше, чем расчетные. Однако максимальная амплитуда колебаний труб определяется вихревым воз-

буждением, что следует учитывать при проектировании трубчатых теплообменников. Практическое использование полученных результатов по вибрациям труб в реальных теплообменниках показывает, что при поперечном обтекании и наклоне труб к направлению потока от 10 до 90° вихревое возбуждение часто является разрушающим фактором.

Гидроупругие вибрации труб пучков. До сих пор аналитические методы расчета гидроупругих вибраций полностью не разработаны. С помощью имеющихся теоретических моделей расчета [49, 206—208], созданных на основе экспериментальных исследований, можно описать данное явление, но это не даст нужного ответа. По математическим моделям можно определить предполагаемые собственные частоты и порядок перемещения труб в пучках, установить параметры, определяющие критическую скорость потока, при которой появляются вибрации с большой амплитудой, выяснить степень влияния потока на виброхарактеристики труб и определить меры борьбы с вибрациями. Однако теоретически нельзя точно определить критическую скорость, при которой появляются гидроупругие вибрации. Эта скорость определяется из баланса энергии, выделяемой при колебаниях труб и получаемой от потока. Следовательно, гидроупругие вибрации с большими амплитудами появляются в том случае, когда силы возбуждения сравниваются с силами демпфирования. Для определения критической скорости появления этих вибраций получаем зависимость

$$\frac{\bar{u}_K}{f_n d} = K \sqrt{\frac{m\delta}{\rho d^2}}, \qquad (7.62)$$

где $\bar{u}_K$ — средняя скорость потока в узком сечении пучка; d — диаметр; f_n — частота собственных колебаний; m — расчетная масса на единицу длины трубы; ρ — плотность жидкости; δ — логарифмический декремент; K — константа.

Экспериментальные исследования показывают, что коэффициент K зависит от относительных шагов пучка. Во многих работах это не принималось во внимание, а предлагалось такое значение K, которое обеспечивало устойчивость всех исследованных пучков с разными относительными шагами. Этим обусловлено различие встречающихся в литературе значений K.

В результате исследований (рис. 7.36) установлена зависимость коэффициента K от относительных шагов пучков труб. Для шахматных и коридорных пучков труб получено фактически одинаковое значение K. Видимо, основное влияние на K оказывает величина поперечных шагов пучков.

Частота собственных колебаний труб, присоединенная масса жидкости и демпфирование трубы, необходимое для определения крити-

ческой скорости по формуле (7.62), зависят от компоновки труб и относительных шагов пучка.

Инерционные, демпфирующие и частотные характеристики пучков труб широко исследовались в работах [209, 210], из которых видно, что

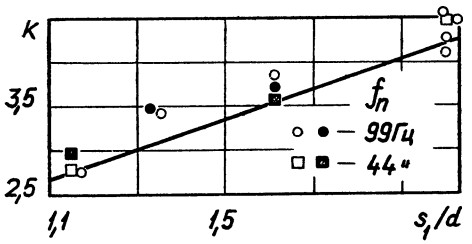


Рис. 7.36. Зависимость коэффициента K от относительных шагов s_1/d поперечно обтекаемых шахматных и коридорных пучков с разными собственными частотами колебаний труб. Белые кружки и квадраты — шахматные пучки, черные — коридорные пучки

с изменением относительных шагов пучков изменяются присоединенная масса жидкости и демпфирование. Согласно проведенным в ИФТПЭ АН ЛитССР исследованиям при малых амплитудах колебаний труб присоединенную массу теплоносителя малой вязкости (воды, ртути и т.д.) можно определить из уравнения

$$m_n = c_m \rho \frac{\pi d^2}{4}, \qquad (7.63)$$

где c_m — коэффициент инерции, зависящий от компоновки труб в пучках; ρ — плотность потока.

Коэффициент c_m увеличивается с уменьшением относительных шагов пучка. Для пучков, в которых трубы расположены по вершинам равностороннего треугольника и квадрата, значение c_m можно определить по данным, представленным на рис. 7.37. Для одиночной трубы, колеблющейся в среде теплоносителя, $c_m = 1$.

Демпфирование труб ограничивает амплитуду их колебаний. Оно состоит из гидродинамического демпфирования, демпфирования, определяемого материалом трубы и конструкционного демпфирования. Гидродинамическое демпфирование обусловлено силами вязкости при взаимодействии трубы с потоком. При вибрации труб энергия рассеивается также в их материале, так как при этом отдельные его частицы передвигаются. Конструкционное демпфирование определяется силами трения, возникающими при соприкосновении труб и вращении их в трубных отверстиях опор.

В реальных конструкциях теплообменников суммарное демпфирование труб в пучках определяется логарифмическим декрементом $\delta = 0{,}15$—$0{,}3$. Из всех видов демпфирования только гидродинамическое демпфирование зависит от конфигурации пучка и относительных его шагов. Обычно гидродинамическое демпфирование составляет около

50% суммарного демпфирования и изменяется так же, как и присоединенная масса жидкости. С уменьшением относительных шагов пучка коэффициент демпфирования $c_\delta = \delta_n/\delta_0$ (где δ_n, δ_0 — логарифмический декремент демпфирования труб в пучке и в безграничном объеме жидкости соответственно) увеличивается. Из рис. 7.37 видно, что для труб пучков с относительным шагом $s_1/d = 1{,}15$ коэффициент с в три раза больше, чем для одиночной трубы, для пучка с $s_1/d = 1{,}61$ — в 1,5 раза больше, а для пучка с $s_1/d \geqslant 3$ равен коэффициенту демпфирования одиночной трубы. Как показали исследования, гидродинамическое демпфирование одиночной трубы в водной среде определяется логарифмическим декрементом $\delta \approx 0{,}05$—$0{,}1$.

При определении критической скорости потока по уравнению (7.62) иногда используются вибропараметры одиночной трубы. В этом случае также замечена незначительная зависимость константы K от величины относительных шагов пучка труб. Поскольку изменение K незначительно, то при практических ориентировочных расчетах критической скорости потока для пучков труб с $s_1/d \geqslant 1{,}15$ можно принять в среднем $K = 3{,}7$.

7.10. Предотвращение вибраций труб теплообменников

Основная задача при проектировании теплообменников состоит в том, чтобы предотвратить возбуждаемые потоком вибрации труб с большими амплитудами или уменьшить их до допустимого уровня. Для решения этой задачи проанализированы условия обтекания элементов

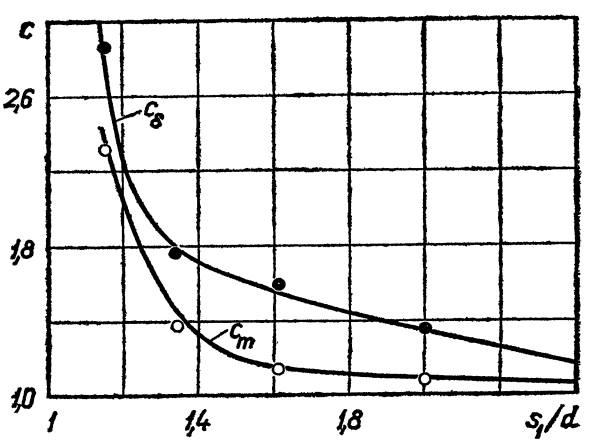


Рис. 7.37. Зависимость коэффициентов инерции c_m, демпфирования c_δ для определения присоединенной массы жидкости и значения демпфирования труб шахматных и коридорных пучков от величины относительных поперечных шагов. Точки — экспериментальные данные

теплообменников и проведены расчеты вибраций в зависимости от характера их возбуждения.

Вибрации поперечно обтекаемых труб и труб, наклоненных к направлению потока под углом $\beta=25—90°$, создаваемые турбулентными пульсациями, в первых рядах пучка менее опасны, чем другие виды возбуждения. Они в основном превалируют при малых скоростях потока. В глубине пучка уровень турбулентности значительно увеличивается, подавляя вихревое возбуждение, поэтому приходится рассчитывать вибрации, возникающие вследствие турбулентности потока. Характерно, что возбуждение потока, обусловленное турбулентностью, играет основную роль при продольном обтекании труб. Для определения частоты отрыва вихрей в случае поперечно обтекаемых пучков труб можно пользоваться уравнениями (7.28) и (7.30). Определив по формуле (7.12) частоту собственных колебаний труб и зная частоту отрыва вихрей, можно установить диапазон рабочих скоростей, при которых не будет резонансных вибраций. При этом надо учитывать наличие зоны синхронизации. Из теории вибраций известно, что если частота периодической возбуждающей силы на 80% меньше собственной частоты колебаний труб, то амплитуда вынужденных колебаний небольшая. Она может быть только до трех раз больше, чем статический прогиб трубы от той же самой силы.

При совпадении вышеуказанных частот амплитуда колебаний труб может увеличиться в 100 и более раз. Поэтому в реальных конструкциях теплообменников частота периодической возбуждающей силы не должна превышать 80% собственной частоты колебаний труб. Проектная рабочая скорость в теплообменнике должна отличаться от резонансной примерно на 20—30%. Трубы, возбуждаемые потоком, вибрируют с собственной частотой. Поэтому важно уметь быстро рассчитать эту частоту. Для ориентировочного быстрого определения собственной частоты колебаний труб по всем формам в теплообменниках с промежуточными опорами и без них можно пользоваться уравнением (7.12).

Для ориентировочного определения собственной частоты колебаний трубы с U-образным участком необходимо выбрать такую длину трубы, которая на 12% больше, чем в случае прямой трубы.

При проектировании теплообменников следует учитывать, что напряжения растяжения в материале трубы повышают собственную частоту ее колебаний, а напряжения сжатия — понижают. Согласно данным работы [211] наибольшее влияние изменений осевого усилия наблюдается при первой форме колебаний труб. С повышением номера колебательной формы эти изменения уменьшаются. Влияние осевого усилия на изменение собственных частот колебаний труб учитывается эйлеровой критической силой P_K, которая для труб с заделанными кон-

цами, находящихся в неподвижной среде [211], определяется по формуле

$$P_K = \frac{4\pi^2 EI}{l^2}, \tag{7.64}$$

а при поперечном обтекании труб —

$$P_K = \frac{4\pi^2 EI}{l^2} - 0{,}5ql, \tag{7.65}$$

где EI — изгибная жесткость; q — интенсивность нагрузки потока в поперечном направлении. Значение $q = 0{,}5\, c_D \rho \bar{u}^2 d$, где c_D для поперечно обтекаемой одиночной трубы определяется по рис. 1.6, а для труб пучков — по данным, представленным в разд. 7.9.

Считается, что при осевом усилии, равном половине критического значения, частота колебаний труб по первой форме изменяется в среднем на 20%, а по третьей и последующим формам — только до 3%. Учет влияния стационарных сил давления потока на изменение частоты колебаний труб, находящихся в поперечном потоке, осуществляется путем соответствующего изменения величины критической силы.

При вихревом возбуждении необходимо рассчитывать максимальную амплитуду колебаний труб по формуле (7.60). Согласно правилам дифференциального исчисления находится такое значение p, при котором эта амплитуда максимальна. Для определения максимальной амплитуды колебаний труб необходимо найти минимальное значение подкоренного выражения в уравнении (7.60). Определив первую производную этого выражения по частоте возбуждающей силы p и приравняв ее нулю, получим, что максимальную амплитуду колебаний труб, обусловленных вихревым возбуждением, можно определить из уравнения

$$A_{\max} = \frac{h}{2n\sqrt{\omega^2 - 2n^2}}. \tag{7.66}$$

Если же демпфирование незначительно, что характерно для теплоотдающих труб теплообменников, то $\omega \approx \sqrt{\omega^2 - 2n^2}$. Тогда

$$A_{\max} = \frac{h}{2n\omega}. \tag{7.67}$$

Учитывая, что $\omega = 2\pi f$, $n = f\delta$, а $h = c_y d \rho \bar{u}^2/(2m)$, получаем

$$A_{\max} = \left(\frac{c_y d \rho}{8\pi}\right)\left(\frac{\bar{u}^2}{f^2}\right)\frac{1}{m\delta}. \tag{7.68}$$

Первый член в правой части уравнения (7.68) для определенной конфигурации пучков труб обычно остается постоянным в широком ди-

апазоне изменения Re. То же можно сказать о втором члене, так как $\bar{u}^2/f^2=d^2/\mathrm{Sh}^2$. Это следует из выражения $\mathrm{Sh}=fd/\bar{u}$. Значит, для каждой геометрии пучка максимальная амплитуда колебаний труб при вихревом возбуждении определяется массой трубы и демпфированием. Чем меньше эти величины, тем больше амплитуда.

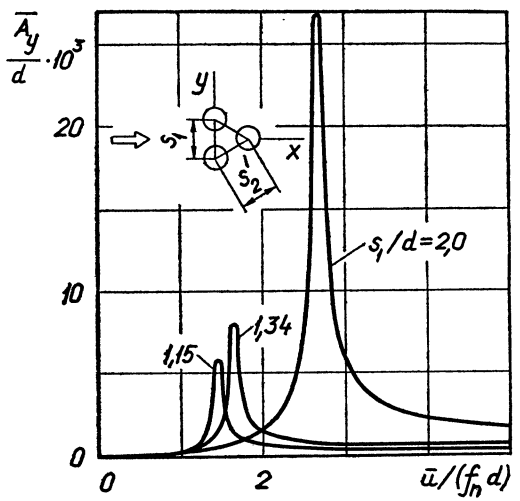


Рис. 7.38. Расчетные значения амплитуд вибраций труб при вихревом возбуждении поперек направления движения потока при одинаковом демпфировании и разных относительных шагах пучка в зависимости от скорости потока

Расчетные данные на рис. 7.38, полученные при вихревом возбуждении и одинаковом демпфировании труб в пучках с разными поперечными относительными шагами, показывают, что с ростом относительных шагов амплитуда колебаний труб увеличивается. Это происходит вследствие того, что с повышением относительного поперечного шага пучка частота отрыва вихрей уменьшается, и при больших скоростях потока собственная частота колебаний труб совпадает с частотой отрыва вихрей. Поэтому при больших относительных шагах увеличивается значение возбуждающей гидродинамической силы, так как она пропорциональна квадрату скорости потока.

При обтекании труб, наклоненных к направлению потока под углом $\beta=25$—$90°$, и малой турбулентности набегающего потока ($\mathrm{Tu}\leqslant 3\%$) наибольшие амплитуды колебаний, возбуждаемых отрывом вихрей, обнаружены для труб первых рядов шахматных и коридорных пучков. В реальных теплообменниках трубы первых рядов обтекаются с наибольшей скоростью, так как жидкость выходит из подводящих патрубков. Поэтому необходимо предусмотреть распределяющие и турбулизирующие устройства на пути основного потока, а также повысить частоту

собственных колебаний труб первых двух-трех рядов путем установки дополнительных опор или улучшения материала и толщины стенок труб.

Необходимо добиваться, чтобы в теплообменных аппаратах теплоноситель, проходящий через пучок труб, распределялся равномерно. Это обеспечивается установкой перегородок между пучком труб и корпусом теплообменника. Уровень вибраций в зонах повышенной скорости потока (на входе и выходе теплоносителя) можно уменьшить, установив одну из промежуточных опор по середине входного и выходного патрубков. Рекомендуется провести вальцовку труб первых рядов в крайних промежуточных опорах. Снизить поперечную скорость потока, а следовательно, уменьшить частоту отрыва вихрей от поверхности труб можно посредством установления специальных промежуточных опор, обеспечивающих течение части теплоносителя вдоль продольной оси труб.

При обтекании шахматных и коридорных пучков, трубы в которых наклонены к направлению потока под углом $\beta=25—90°$, наиболее опасны гидроупругие вибрации. Если рабочая скорость потока в пучке близка или даже превышает критическую, определенную по уравнению (7.62), то с целью повышения критической скорости потока необходимо так изменить конструкцию теплообменного аппарата, чтобы изменились параметры данного уравнения. В таком случае лучше увеличить частоту собственных колебаний труб, так как изменение демпфирования или массы трубы менее эффективно. При выборе частоты надо избегать ее кратности с частотой отрыва вихрей при основной рабочей скорости потока, так как это может вызвать увеличение амплитуды колебаний труб.

При проектировании трубных конструкций теплообменников надо определить частоту отрыва вихрей по шагу труб в пучке и скорости потока, затем выбрать пролет труб между опорами, соответствующий такой частоте собственных колебаний труб, при которой исключается вихревое возбуждение. Следует также избегать появления акустического шума. Необходимо выбрать достаточно малую ширину канала, чтобы собственная частота первой гармоники акустических колебаний лежала выше частот отрыва вихрей. Для этого в теплообменнике устанавливаются перегородки (см. рис. 7.4) или диагональный отражатель, разрывающий акустическую волну.

В настоящий момент существует несколько конструктивных решений, которые способствуют уменьшению амплитуд вибраций труб. В теплообменных конструкциях, которые представляют собой одиночные поперечно или под углом обтекаемые трубы, можно избежать вихревых возбуждений, установив специальные приспособления для нарушения отрыва вихрей, например пластины, ребра, проволоку. Пластины уста-

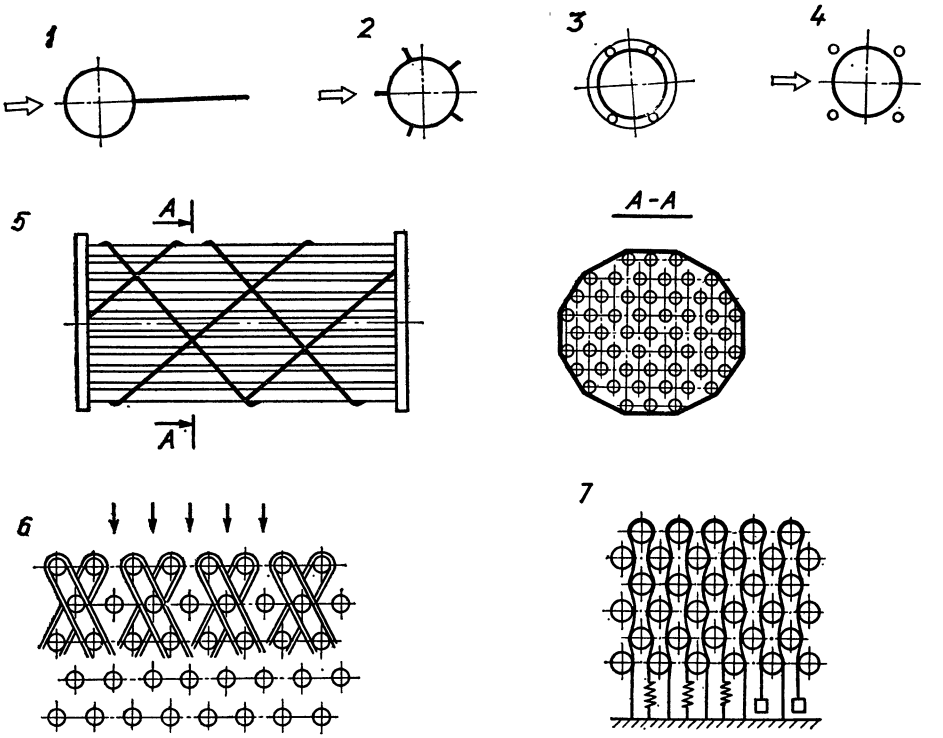


Рис. 7.39. Способы подавления вихревого возбуждения потока для одиночной трубы (*1*—*4*) и вибраций труб пучков (*5*—*7*)

навливаются в кормовой критической точке трубы (рис. 7.39) вдоль ее образующей. При установке пластины (рис. 7.39, случай *1*) необходимо, чтобы ее длина не была меньше трех диаметров трубы. В противном случае отрыв вихрей может не нарушиться. При установке ребер (рис. 7.39, случай *2*) их высота должна составлять 10% диаметра трубы. Отрыв вихрей нарушается и при намотке четырех проволок (рис. 7.39, случай *3*) диаметром 0,005 d под углом 9—12° к оси трубы. Иногда (рис. 7.39, случай *4*) четыре проволоки толщиной 0,03 d трубы устанавливаются параллельно ее оси на расстоянии одного диаметра проволоки от поверхности трубы.

В таких конструкциях теплообменников нарушается одновременность отрыва вихрей, уменьшается корреляционная длина вихря, а значит, и переменная пульсирующая сила.

Но в обсуждаемых выше конструкциях, кроме первого и четвертого случаев, значительно увеличивается сопротивление течению c_D, что связано с дополнительной затратой энергии на перекачку жидкости. Например, для трубы с намоткой из четырех проволок, диаметр которых не превышает 0,005 d трубы, сопротивление c_D в сверхкритических режимах обтекания увеличивается на 35—40%, а при толщине проволоки 0,012 d — в два раза [8]. Поэтому конструкции *2* и *3* (рис. 7.39) целесообразно применять в случае гашения колебаний от естественных потоков, а *1* и *4* — при принудительной прокачке жидкости.

При конструировании виброустойчивых пучков труб теплообменников широко применяются разные накладные кольца (рис. 7.39, случай *5*), которые устанавливаются под углом к оси труб. Они увеличивают и расстраивают собственные частоты колебаний труб первых рядов, обеспечивая тем самым значительно бóльшую виброустойчивость пучка. Диаметр стержневых скрепляющих колец выбирается исходя из конструктивных соображений.

Для уменьшения вибраций труб первых рядов пучков, которые в основном и создают наибольшую опасность разрушения, на первых трех трубах пучка по направлению течения предлагается устанавливать скобы в середине пролетов (рис. 7.39, случай *6*). Ширина этих скоб, например, может равняться 20 мм, толщина 4—5 мм.

Можно применять и другой способ установки скоб из тонкого и эластичного материала с пружинным натяжением (рис. 7.39, случай *7*). В этом случае подавляется виброактивность всех труб в пучках.

Конечно, все предлагаемые здесь варианты конструкций теплообменников надо согласовывать с конкретными возможностями, учитывая технологические усложнения и дополнительные эксплуатационные затраты.

При проектировании теплообменников с оребренными трубами момент инерции трубы надо рассчитывать с учетом эффективного диаметра. При малом оребрении, применяемом обычно в теплообменниках, внешний диаметр труб предлагается увеличить примерно на 8%, а внутренний диаметр оставить без изменения.

Частота отрыва вихрей от ребристых труб в пучках определяется иными значениями чисел Струхаля (рис. 7.20), чем в пучках гладких труб. Поскольку в настоящее время нет точной методики определения некоторых параметров ребристых труб и они устанавливаются приблизительно, при расчете критической скорости гидроупругой нестабильности значения K следует принимать на 20—30% меньше полученных для гладкотрубных пучков.

Дополнительная масса оребрения труб снижает собственную частоту их колебаний пропорционально корню квадратному из отношения массы гладкой трубы к массе оребренной трубы.

Рекомендуется применять трубы со спиральным оребрением, так как они более виброустойчивы. Такое оребрение создает сдвиг фаз в отрыве вихрей по длине трубы и практически устраняет опасность возникновения вихревого резонанса.

На практике широко применяются теплообменники, трубы в которых устанавливаются с промежуточными опорами и без них. В общих случаях реакция потока на трубы остается фактически одной и той же.

При использовании промежуточных опор в отдельном пролете форма и собственная частота колебаний труб несколько иные, чем в случае труб с опирающимися концами. Если труба многопролетная, то ее колебания взаимосвязаны с соседними пролетами, так как промежуточные опоры в теплообменниках устанавливаются с некоторым зазором. Расчеты показывают, что это отличие совсем незначительное и в приблизительных расчетах собственных частот колебаний труб его можно не учитывать, так как в гидродинамических расчетах допускается большая погрешность. Характерно, что при наличии промежуточных опор повышается демпфирование труб из-за их трения в отверстиях этих опор.

Обычно промежуточные опоры располагаются равномерно по длине трубы, за исключением концевых пролетов, которые на 25% больше всех других ($l_1 = 1{,}25\, l_{n-1}$). При неравномерном расположении промежуточных опор по всей длине трубы увеличивается ее чувствительность к вибрациям, так как понижается собственная частота колебаний. Это объясняется тем, что в первую очередь начинает вибрировать труба с наименьшей собственной частотой колебаний.

При установке труб с небольшой толерантностью в толстых промежуточных опорах уменьшается износ труб и фактически не изменяются собственные частоты их колебаний. Однако в этом случае увеличиваются затраты на изготовление теплообменника и усложняется его производство.

При проектировании виброустойчивых теплообменников важно уметь определять характер течения жидкости в межтрубном пространстве и управлять этим течением. Для этого используются различные ограничители и распределители потока между оболочкой теплообменника и пучком труб. Жидкость в теплообменниках должна равномерно распределяться во всем проходном сечении. Это повышает тепловую эффективность и виброустойчивость установки. Большие скорости жидкости в обходах приводят к разрушению крайних труб. При равномерном распределении жидкости во всем проходном сечении максимальная скорость потока уменьшается и становится меньше той скорости, при которой возникают вибрации с большой амплитудой.

Приложения

1. Теплофизические свойства жидкостей

Таблица 1 **Воздух**

t, °C	ρ, кг/м³	$c_p \cdot 10^{-3}$, Дж/(кг·К)	$\lambda \cdot 10^2$, Вт/(м·К)	$\nu \cdot 10^6$, м²/с	Pr
20	1,205	1,005	2,59	15,06	0,703
30	1,165	1,005	2,67	16,00	0,701
40	1,128	1,005	2,76	16,96	0,699
50	1,093	1,005	2,83	17,95	0,698
60	1,060	1 005	2,90	18,97	0,696
70	1,029	1,009	2,97	20,02	0,694
80	1,000	1,009	3,05	21,09	0,692
90	0,972	1,009	3,06	22,10	0,690

Таблица 2 **Вода**

20	998,2	4,18	59,9	1,006	7,02
30	995,7	4,17	61,8	0,805	5,42
40	992,2	4,17	63,4	0,659	4,31
50	988,1	4,17	64,8	0,556	3,54
60	983,2	4,18	65,9	0,478	2,78
70	977,8	4,19	66,8	0,415	2,55
80	971,8	4,20	67,5	0,365	2,21
90	965,3	4,21	68,0	0,326	1,95

Таблица 3 **Трансформаторное масло**

30	890	1,936	12,34	15,90	222
40	882	1,964	12,20	10,80	153
50	872	1,995	12,05	7,80	112,6
60	862	2,02	11,93	5,87	85,6

Продолжение табл. 3

t, °С	ρ, кг/м³	$c_p \cdot 10^{-3}$, Дж/(кг·К)	$\lambda \cdot 10^2$, Вт/(м·К)	$\nu \cdot 10^6$, м²/с	Pr
70	852	2,05	11,79	4,60	68,2
80	843	2,07	11,66	3,72	55,2
90	833	2,10	11,53	3,08	46,8

Таблица 4 **Авиационное масло**

20	895,3	1,985	0,140	981,0	12406
30	889,5	2,014	0,140	467,5	5995
40	833,6	2,043	0,138	244,2	3194
50	877,6	2,072	0,137	137,3	1820
60	871,7	2,098	„	85,6	1144
70	865,8	2,118	0,135	55,6	754
80	860,0	2,139	0,134	37,5	515
90	854,0	2,160	„	26,0	359
100	848,0	2,181	0,133	18,1	252

2. Пучки труб, исследованные в ИФТПЭ АН ЛитССР

Таблица 5 **Гладкотрубные шахматные пучки** (гидродинамические исследования)

№ пучка	$a \times b$	Re	Pr	№ пучка	$a \times b$	Re	Pr
1	2,6×1,3	$270-1{,}6\cdot10^6$	0,7–270	10	1,58×1,37	$2\cdot10^4-9{,}6\cdot10^5$	0,7
2	2,6×0,92	$290-1{,}4\cdot10^6$	0,95–220	11	1,5×1,5	$1{,}0-2\cdot10^6$	0,7–5000
3	2,48×1,28	$10^4-8\cdot10^5$	0,7	12	1,5×0,865	$1{,}2\cdot10^5-2\cdot10^6$	0,7
4	2,2×1,3	$10^4-1{,}4\cdot10^6$	0,7	13	1,47×1,04	$10^5-2{,}1\cdot10^6$	0,7
5	2,1×1,85	$260-1{,}6\cdot10^6$	2,8–220	14	1,3×3,9	$160-2\cdot10^5$	0.7–382
6	2,1×0,61	$170-1{,}6\cdot10^6$	0,7–245	15	1,3×1,73	$170-3\cdot10^5$	2,8–290
7	2,0×1,25	$170-2\cdot10^5$	0,7–7,0	16	1,3×1,3	$120-3\cdot10^5$	0,7–315
8	1,97×0,99	$95-2{,}3\cdot10^5$	2,8–305	17	1,3×1,13	$160-1{,}3\cdot10^6$	0,7–550
9	1,95×1,3	$96-1{,}8\cdot10^5$	0,7–215	18	1,25×1,25	$1{,}0-3\cdot10^6$	0,7–5000

Продолжение табл. 5

№ пучка	$a \times в$	Re	Pr	№ пучка	$a \times в$	Re	Pr
19	1,25×0,865	$40-2{,}5\cdot10^6$	0,7	22	1,19×0,94	$3{,}2\cdot10^4-2\cdot10^6$	0,7
20	1,28×1,5	$3\cdot10^5-1{,}4\cdot10^6$	0,7	23	1,026×0,89	$10^5-2\cdot10^6$	2,25–4,8
21	1,26×0,96	$4\cdot10^4-2{,}5\cdot10^6$	0,7				

Таблица 6 **Гладкотрубные коридорные пучки** (гидродинамические исследования)

№ пучка	$a \times в$	Re	Pr	№ пучка	$a \times в$	Re	Pr
1	2,63×1,10	$10^3-1{,}6\cdot10^5$	0,7–400	16	1,3×1,3	$700-10^6$	0,7–400
2	2,60×1,30	$10^3-1{,}6\cdot10^5$	0,7–400	17	1,26×2,00	$700-6\cdot10^5$	0,7–400
3	2,52×1,89	$1{,}6\cdot10^4-8{,}1\cdot10^5$	0,7	18	1,26×1,26	$4{,}5\cdot10^5-1{,}4\cdot10^6$	0,7
4	2,45×2,00	$200-2{,}5\cdot10^5$	0,7–400	19	1,25×1,25	$1-2\cdot10^6$	0,7–5000
5	2,00×2,00	$1-2\cdot10^6$	0,7–5000	20	1,055×1,055	$5\cdot10^3-1{,}4\cdot10^6$	3–5,0
6	2,00×1,25	$5\cdot10^4-2\cdot10^6$	0,7–7,0	21	1,055×0,89	$10^4-2{,}3\cdot10^6$	2,3–5,0
7	1,95×1,30	$300-2{,}5\cdot10^5$	0,7–400	22	1,053×1,053	$3\cdot10^4-1{,}3\cdot10^6$	2,9–5,0
8	1,89×1,89	$1{,}6\cdot10^4-9\cdot10^5$	0,7	23	1,05×1,85	$4\cdot10^3-4\cdot10^5$	0,7–7,7
9	1,89×1,26	$2{,}5\cdot10^4-9\cdot10^5$	0,7	24	1,026×1,026	$1\cdot10^4-1{,}6\cdot10^6$	3,5–5,0
10	1,68×1,70	$2\cdot10^4-9\cdot10^5$	0,7	25	1,02×1,02	$2{,}3\cdot10^4-1{,}9\cdot10^6$	3,0–7,0
11	1,68×2,26	$2\cdot10^3-10^6$	0,7	26	1,013×1,013	$2\cdot10^3-1{,}6\cdot10^6$	3,0–5,0
12	1,68×1,13	$9\cdot10^4-1{,}6\cdot10^6$	0,7	27	1,01×1,01	$3\cdot10^4-2{,}2\cdot10^6$	2,8–5,0
13	1,65×2,0	$110-4\cdot10^5$	0,7–400	28	1,008×1,008	$3\cdot10^3-3\cdot10^5$	2,7–5,5
14	1,5×1,25	$10^5-1{,}4\cdot10^6$	0,7	29	1,007×1,007	$7\cdot10^4-3\cdot10^6$	2,8–5,5
15	1,3×2,6	$500-4\cdot10^5$	0,7–400				

Таблица 7 **Шахматные ребристые пучки труб*** (гидродинамические исследования)

№ пучка	$a \times в$	Re	Pr	h, мм	s, мм	ε	$\frac{\delta_2}{\delta_1}$
1	4,13×1,46	$1\cdot10^4-5\cdot10^5$	0,7	10	6,5	5,23	2,0
2	4,11×2,14	$1\cdot10^4-5\cdot10^5$	0,7	10	6,5	5,23	2,0
3	4,04×1,98	$1\cdot10^4-5\cdot10^5$	0,7	10	6,5	5,23	2,0
4	4,04×1,78	$1\cdot10^4-5\cdot10^5$	0,7	10	6,5	5,23	2,0

*Угол атаки ребра изменялся от 2 до 4°

Продолжение табл. 7

№ пучка	$a \times в$	Re	Pr	h, мм	s, мм	ε	$\frac{\delta_2}{\delta_1}$
5	3,74×2,01	$1 \cdot 10^4 - 6 \cdot 10^5$	0,7	10	6,5	5,23	2,0
6	3,13×1,78	$1 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^5$	0,7	10	6,5	5,23	2,0
7	2,97×1,65	$1,3 \cdot 10^4 - 8 \cdot 10^5$	0,7	13,5	6	8,2	2,0
8	2,74×2,11	$1 \cdot 10^4 - 6 \cdot 10^5$	0,7	10	6,5	5,23	2,0
9	2,74×1,64	$1 \cdot 10^4 - 6 \cdot 10^5$	0,7	10	6,5	5,23	2,0
10	2,67×1,46	$1 \cdot 10^4 - 5 \cdot 10^5$	0,7	10	6,5	5,23	2,0
11	2,67×1,46	$1 \cdot 10^4 - 6{,}5 \cdot 10^5$	0,7	9	6	5,15	2,0
12	2,67×1,46	$1 \cdot 10^4 - 6 \cdot 10^5$	0,7	6	6	3,47	2,0
13	2,67×1,46	$1,4 \cdot 10^4 - 1 \cdot 10^6$	0,7	4	4	3,18	2,0
14	2,38×1,46	$5 \cdot 10^4 - 1{,}1 \cdot 10^6$	0,7	13,5	6	7,35	2,0
15	2,38×1,46	$2 \cdot 10^4 - 1{,}1 \cdot 10^6$	0,7	13,5	4	10,6	2,0
16	2,27×1,36	$2{,}2 \cdot 10^4 - 1{,}1 \cdot 10^6$	0,7	9	4	6,25	2,0
17	2,2×1,3	$2{,}2 \cdot 10^4 - 1{,}2 \cdot 10^6$	0,7	9	6	4,78	2,0
18	2,2×1,3	$2{,}6 \cdot 10^4 - 8{,}5 \cdot 10^5$	0,7	6	6	3,29	2,0
19	2,2×1,3	$8{,}5 \cdot 10^4 - 1{,}3 \cdot 10^6$	0,7	6	4	4,42	2,0
20	2,2×1,3	$8{,}5 \cdot 10^4 - 1{,}3 \cdot 10^6$	0,7	4	4	3,09	2,0
21	2,17×1,27	$2{,}2 \cdot 10^4 - 1{,}2 \cdot 10^6$	0,7	9	8	3,86	2,0
22	1,66×1,53	$1{,}8 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^4$	84–220	15	9	5,13	6,95
23	1,66×1,53	$8 \cdot 10^2 - 5 \cdot 10^4$	84–220	7,5	9	2,66	4,95
24	1,66×1,53	$5 \cdot 10^2 - 4{,}5 \cdot 10^4$	84–220	3	9	1,43	4,1
25	1,66×1,53	$2 \cdot 10^2 - 2{,}5 \cdot 10^4$	84–220	5	3	5,13	6,95
26	1,56×1,56	$10^2 - 1{,}6 \cdot 10^5$	0,7	20	24	2,96	1,29
27	1,33×1,23	$2 \cdot 10^3 - 6 \cdot 10^4$	84–220	7,5	9	2,66	4,95
28	1,33×1,23	$3{,}8 \cdot 10^2 - 2{,}5 \cdot 10^4$	84–220	2,5	3	2,66	4,95
29	1,13×1,06	$4 \cdot 10^3 - 1{,}1 \cdot 10^5$	84–220	3	9	1,43	4,1
30	1,13×1,06	$1 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^4$	84–220	1	3	1,43	4,1

Таблица 8 **Шероховатые шахматные пучки труб** (гидродинамические исследования)

№ пучка	$a \times в$	Re	Pr	k, мм	$(k/d) \cdot 10^3$
1	2,0×2,0	$100 - 2 \cdot 10^4$	84–300	0	0
2	2,0×2,0	$100 - 2 \cdot 10^4$	84–300	0,2	6,67
3	2,0×2,0	$100 - 2 \cdot 10^4$	84–300	1,2	40
4	1,25×1,25	$10^4 - 7 \cdot 10^5$	0,7–220	0	0

Продолжение табл. 8

№ пучка	$a \times в$	Re	Pr	k, мм	$(k/d)\cdot 10^3$
5	1,25×1,25	$10^4-7\cdot10^5$	0,7–220	0,45	3
6	1,25×1,25	$10^4-7\cdot10^5$	0,7–220	1,2	8
7	1,25×1,25	$2\cdot10^5$	0,7	0,2	1,33
8	1,25×1,25	$2\cdot10^5$	0,7	$k_s=0,1$	$k_s/d=0,67$
9	1,25×1,25	$2\cdot10^5$	0,7	$k_s=0,3$	$k_s/d=2,0$
10	1,25×1,25	$2\cdot10^5$	0,7	$k_s=0,6$	$k_s/d=4,0$
11	1,25×0,935	$400-4\cdot10^4$	84–300	0	0
12	1.25×0,935	$400-4\cdot10^4$	84–300	0,2	6,67
13	1,25×0,935	$400-4\cdot10^4$	84–300	0,45	15
14	1,25×0,935	$400-4\cdot10^4$	84–300	1,2	40

Таблица 9 **Гладкотрубные пучки**
(исследования гидродинамики и вибраций)

№ пучка	$a \times в$	Re	Pr	№ пучка	$a \times в$	Re	Pr
			Шахматные пучки				
1	2,68×2,32	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	6	2,0×1,77	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0
2	2,5×2,16	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	7	1,61×1,38	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0
3	2,5×0,72	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	8	1,34×1,16	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0
4	2,16×0,625	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	9	1,25×1,08	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0
5	2,0×3,44	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	10	1,15×0 98	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0
			Коридорные пучки				
1	1,61×1,61	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	3	1,15×1,15	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0
2	1,34×1,34	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0				

Таблица 10 **Наклонные пучки труб**
(исследования гидродинамики и вибраций)

№ пучка	$a \times в$	Re	Pr	β
		Шахматные пучки		
1	1,34×1,16	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	90
2	1,34×1,16	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	75
3	1,34×1,16	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	60
4	1,34×1,16	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	40
5	1,34×1,16	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	25
		Коридорные пучки		
1	1,34×1,34	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	90
2	1,34×1,34	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	75
3	1,34×1,34	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	60
4	1,34×1,34	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	40
5	1,34×1,34	$10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	25

Таблица 11 **Поперечно обтекаемые радиальные пучки труб**
(исследования гидродинамики и вибраций)

№ пучка	Угол раствора φ	Re	Pr	s_2/d
		Шахматные пучки		
1	11° 42′	$2\cdot10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	2,0
2	11° 42′	$2\cdot10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	1,61
3	11° 42′	$2\cdot10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	1,34
		Коридорный пучок		
1	11° 42′	$2\cdot10^4-2\cdot10^5$	0,7–7,0	1,34

Литература

1. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. — М.: Наука, 1967. — 742 с.
2. **Чжен П.** Отрывные течения. Т. 1. — М.: Мир, 1972. — 300 с.
3. **Roshko A.** Experiments on the flow past a circular cylinder at very high Reynolds number.— J. Fluid Mech., 1961, vol. 10, pt 3, p. 345—356.
4. **Жукаускас А., Жюгжда И.** Теплоотдача цилиндра в поперечном потоке жидкости. — Вильнюс: Мокслас, 1979. — 236 с.
5. **Achenbach E.** Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to $Re=5\cdot10^6$.— J. Fluid Mech., 1968, vol. 34, pt 4, p. 625—639.
6. **Žukauskas A. A.** Heat transfer from tubes in cross-flow.— In: Adv. Heat Transfer. New York—London: Academic Press, 1972, vol. 8, p. 93—160.
7. **Гольдштейн С.** Современное состояние гидроаэродинамики вязкой жидкости. Т. 2.— М.: ГИИЛ, 1948. — 408 с.
8. **Федяевский К. К., Блюмина Л. Х.** Гидродинамика отрывного обтекания тел. — М.: Машиностроение, 1977. — 120 с.
9. **Dresher H.** Messung der auf querangeströmte Zylinder ausgeübten zeitlich veränderten Drücke.— Zeitschrift für Flugwissenschaften, 1956, Bd 4, H. 112, S. 16—21.
10. **Bishop R. E. D., Hassan A. Y.** The lift and drag forces on a circular cylinder in a flowing fluid.— Proc. Roy. Soc. Ser. A. Math. a. Phys. Sci., 1964, vol. 277, N 1368, p. 32—50.
11. **Fung Y. C.** Fluctuating lift and drag acting on a cylinder in flow at supercritical Reynolds numbers.— J. Aerosp. Sci., 1960, vol. 27, N 11, p. 801—814.
12. **Gerrard J. H.** An experimental investigation of the oscillating lift and drag of a circular cylinder shedding turbulent vortices.— J. Fluid Mech., 1961, vol. 11, pt 2, p. 244—256.
13. **Чжэнь И. Н.** Колебания подъемной силы, обусловленные вихревыми дорожками Кармана за одиночными круговыми цилиндрами и в пучках труб. — Конструирование и технология машиностроения. Сер. В, 1972, т. 94, № 2, с. 111—139.
14. **Девнин С. И.** Гидроупругость конструкций при отрывном обтекании. — Л.: Судостроение, 1975. — 192 с.
15. **Барштейн М. Ф.** Динамический расчет высотных сооружений цилиндрической формы. — В кн.: Исследования по динамике сооружений. — М.: Госстройиздат, 1957, с. 6—43.
16. **Funakowa M., Umakoshi R.** Vibration of a cylinder caused by wake force.— Bull. JSME, 1971, vol. 14, N 67, p. 39—47.
17. **Funakowa M.** The vibration of a cylinder caused by wake force in a flow.— Bull. JSME, 1969, vol. 12, N 53, p. 1003—1010.
18. **Chen Y. N.** Vibrations excited by wakes on circular cylinders at supercritical Reynolds numbers.— Sulzer Techn. Rev., 1966, p. 70—77.
19. **Skop R. A., Griffin O. M.** A model for the vortex-excited resonant response of bluff cylinders.— J. Sound a. Vibration, 1973, vol. 27, N 2, p. 225—233.
20. **Катинас В. И., Шукстерис В. С., Жукаускас А. А.** Поперечное обтекание потоком воздуха и вибрация упруго установленного цилиндра. — Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1975, т. 5(90), с. 101—112.
21. **Parkinson G. V.** Wind-induced instability of structures.— Phil. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A. Math. a. Phys. Sci., 1971, vol. 269, N 1199, p. 395—409.
22. **Павлихина М. А., Смирнов Л. П.** Вихревой след при обтекании колеблющихся цилиндров. — Изв. АН СССР. ОТН, 1958, № 8, с. 124—127.
23. **Hartlen R. T., Currie I. G.** Lift-oscillator model of vortex-induced vibration.— J. Eng. Mech. Div. Proc. ASCE, 1970, vol. 96, N EM5, p. 577—592.

24. **Фергюсон Н., Паркинсон Г. В.** Явления на поверхности кругового цилиндра и в вихревом следе при колебаниях цилиндра, возбуждаемых вихрями. — Конструирование и технология машиностроения. Сер. В, 1967, т. 89, № 4, с. 260—269.
25. **Акылбаев Ж. С., Исатаев С. И., Крашталев П. А., Маслеева Н. В.** Влияние загромождения потока на коэффициент местной теплоотдачи одиночно нагретого цилиндра. — В кн.: Проблемы теплоэнергетики и прикладной теплофизики. Вып. 3. Алма-Ата, Наука, 1966, с. 179—198.
26. **Жукаускас А. А., Дауётас П. М., Илгарубис В. С.** Влияние турбулентности потока и загромождения канала на обтекание цилиндра поперечным потоком воды при критических Re. — Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1980, т. 2(117), с. 49—57.
27. **Стасюлявичюс Ю., Скринска А.** Теплоотдача поперечно обтекаемых пучков ребристых труб. — Вильнюс: Минтис, 1974. — 243 с.
28. **Mair W. A., Jones P. D. F., Palmer R. K. W.** Vortex shedding from finned tubes.— J. Sound a. Vibrations, 1975, vol. 39, N 3, p. 293—296.
29. **Локшин В. А., Фомина В. И.** Обобщение материалов по экспериментальному исследованию сопротивлений ребристых пучков труб. — Теплоэнергетика, 1978, № 6, с. 36—39.
30. **Пошкас П. С., Сурвила В. Ю., Жукаускас А. А.** Сопротивление и особенности обтекания трубы в различных рядах пучков, поперечно обтекаемых потоком воздуха при больших Re. — Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1979, т. 1(110), с. 87—101.
31. **Жукаускас А., Макарявичюс В., Шланчяускас А.** Теплоотдача пучков труб в поперечном потоке жидкости. — Вильнюс: Минтис, 1968. — 190 с.
32. **Эйгенсон Л. С.** О лобовом сопротивлении пучков круглых труб, омываемых поперечным потоком воздуха. — АН СССР, Изв. энерг. ин-та им. Г. М. Кржижановского, 1940, т. 8, с. 19—33.
33. **Локшин В. А., Мочан С. И., Фомина В. Н.** Обобщение материалов по аэродинамическим сопротивлениям шахматных поперечно омываевых пучков труб. — Теплоэнергетика, 1971, № 10, с. 67—70.
34. **Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С.** Теплопередача. — М.—Л.: Энергия, 1965. — 424 с.
35. **Žukauskas A., Ulinskas R.** Heat transfer at high Reynolds numbers in flows of water over tube banks.— Therm. Eng. Int. Quart. J. Ind. SME, 1980, vol. 1, N 1, p. 25—29.
36. **Жукаускас А. А., Улинскас Р. В., Сипавичюс Ч. Ю.** Средняя теплоотдача и гидравлическое сопротивление поперечно обтекаемых потоком вязкой жидкости пучков труб при низких значениях Re. — Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1978, т. 2(105), с. 93—103.
37. **Achenbach E.** Investigations on the flow through a staggered tube bundle at Reynolds number up to $Re=10^7$.— Wärme- und Stoffübertragung, 1969, Bd 2, S. 47—52.
38. **Heinecke E.** Stationary and instationary flow phenomena in and behind staggered and in-line tube banks.— In: Int. Symp. Vibr. Probl. Industry. Keswick, England, 1973, paper N 412, p. 1—12.
39. **Чень И. Н.** Вибрации и шум в трубчатых теплообменниках, вызываемые дорожками Кармана в потоке газа. — Конструирование и технология машиностроения. Сер. В, 1968, т. 90, № 1, с. 137—150.
40. **Borges A. R. Y.** Vortex shedding frequencies of the flow through two-row banks of tubes.— J. Mech. Eng. Sci., 1969, vol. 11, N 5, p. 498—502.
41. **Орнатский А. П.** Сопротивление пучка труб в зависимости от угла атаки газового потока. — Котлотурбостроение, 1947, № 2, с. 13—15.
42. **Казакевич Ф. П.** Аэродинамическое сопротивление пучков труб при косом омывании их газовыми потоками. — Тр. Днепропетр. ин-та инж. ж.-д. транспорта, 1958, вып. XXVI, с. 114—122.

43. **Пучков П. И.** Влияние шероховатости на теплоотдачу пучков труб в поперечном потоке. — Котлотурбостроение, 1948, № 4, с. 5—6.
44. **Groehn H. G., Scholz F.** Investigations of steam generator models of in-line tube arrangement and multistart helices design in pressurized air and helium.— Bericht der Kernforschungsanlage, Jülich, Institut für Reaktorbauelemente, 1971, N 040/71-09, S. 1—19.
45. **Achenbach E.** Influence of surface roughness on the flow through a staggered tube bank.— Wärme- und Stoffübertragung, 1971, Bd 4, N 2, S. 120—126.
46. **Achenbach E.** On the cross flow through in-line tube banks with regard to the effect of surface roughness.— Wärme- und Stoffübertragung, 1971, Bd 4, N 3, S. 152—155.
47. **Юдин В. Ф., Тохтарова Л. С.** Теплоотдача и сопротивление шахматных и коридорных ребристых пучков. — Энергомашиностроение, 1964, № 1, с. 11—13.
48. **Алямовский М. И., Прокофьев К. А.** Приближенный способ определения амплитуд при автоколебаниях конденсаторных трубок под действием аэродинамических сил. — Судостроение, 1956, № 7, с. 7—12.
49. **Blevins R. D.** Flow-Induced Vibration.— New York— Toronto: Van Nostrand Reinhold Co, 1977, p. 1—363.
50. **Connors H. J.** Fluidelastic vibration of tube arrays excited by cross flow.— In: Flow-Induced Vibration in Heat Exchangers. Proc. ASME Winter Annu. Meet., New York, Dec. 1, 1970. New York: ASME, 1970, p. 42—56.
51. **Коннорс Н. И.** Гидроупругие вибрации пучков труб теплообменников. — Конструирование и технология машиностроения, 1978, т. 100, № 2, с. 95—102.
52. **Owen P. R.** Buffeting excitation of boiler tube vibration.— J. Mech. Eng. Sci., 1965, vol. 7, N 4, p. 431—439.
53. **Weaver D. S., Grover L. K.** Cross-flow induced vibrations in a tube bank-turbulent buffeting and fluid elastic instability.— J. Sound a. Vibration, 1978, vol. 59, N 2, p. 277—294.
54. **Groß H. G.** Untersuchung aeroelastischer Schwingungsmechanismen und deren Berücksichtigung bei der Auslegung von Rohrbündelwärmetauschern: Diss. der Techn. Universität Hannover, 1975, S. 1—129.
55. **Катинас В. И., Лукошявичюс К. К., Жукаускас А. А.** Статистический анализ вибраций пучков труб, возбуждаемых поперечным потоком вязкой жидкости. — Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1980, т. 4(119), с. 45—51.
56. **Gregorig R., Andritzky H. K. M.** Ein Schwingungskriterium eines quer angeströmten Rohres-Chem. Ing. Techn., 1967, Jahrg. 39, T. 1, H. 15, S. 894—900.
57. **Andritzky K. M., Gregorig R.** Ein Schwingungskriterium eines quer angeströmten Rohres.— Chem. Ing. Techn., 1968, Jahrg. 40, T. 2, H. 9/10, S. 483—488.
58. **Könfg A., Gregorig R.** Ein Schwingungskriterium eines quer angeströmten Rohres.— Chem. Ing. Techn., 1968, Jahrg. 40, T. 3, H. 13, S. 645—650.
59. **Clasen P., Gregorig R.** Ein Schwingungskriterium eines quer angeströmten Rohres.— Chem. Ing. Tehn., 1971, Jahrg. 43, T. 4, H. 17, S. 982—985.
60. **Чжень И. Н.** Вихревые дорожки Кармана и колебания пучков труб. — Конструирование и технология машиностроения. Сер. В, 1973, т. 95, № 1, с. 344—348.
61. **Thorngren J. T.** Predict exchanger tube damage.— Hydrocarb. Proc., 1970, vol. 49, N 4, p. 129—131.
62. **Chenoweth J. M., Kistler R. S.** Tube vibrations in sheld-and-tube heat exchangers.— Techn. Rep. Alhambra, California: Heat Transfer Research, Inc., 1976, p. 1—16.
63. **Gorman D. J.** Experimental development of design criteria to limit liquid cross-flow-induced vibration in nuclear reactor heat exchange equipment.— Nucl. Sci. a. Eng., 1976, vol. 61, p. 324—336.
64. **Heinecke E.** Model tests of fluid-elastic vibrations in heat exchangers with tubes in cross-flow.— In: Gas-Cooled Reactors with Emphasis on Advanced Systems. Vienna: Intern. Atomic Energy Agency, 1976, vol. 2, p. 43—49.

65. **Chen Y. N.** Criteria of the cross-flow-induced tube vibrations in tube bank heat exchangers.— In: Vibr. Nucl. Plant. Proc. Int. Conf., Keswick, UK, 9—12 May, 1978. London: BNES, 1979, vol. 2, p. 249—272.
66. **Блевинс Р. Д.** Гидроупругие вихревые колебания одиночных рядов и пучков труб. — Теоретические основы инженерных расчетов. Сер. Д, 1977, т. 99, № 3, с. 109—115.
67. **Чжэнь С. С.** Динамика пучков труб теплообменников. — Там же, 1977, т. 99, № 3, с. 115—124.
68. **Чен С. С.** Экспериментальное исследование вибраций консольных пучков труб. — Конструирование и технология машиностроения, 1978, т. 100, № 3, с. 75—83.
69. **Vaicaitis R., Shinozuka M.** Simulation of Flow Induced Vibrations.— Meeting preprint N 2218, ASME Nation. Struct. Eng. Meeting, April 22—26, 1974. Cincinnati, Ohio, 1974, p. 1—26.
70. **Варгафтик Н. Б.** Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. — М.: Наука, 1972. — 720 с.
71. **Сполдинг Д. Б.** Гидродинамика и теплообмен в турбулентных отрывных течениях. — В сб.: Тепло- и массоперенос. Т. 10(4.1). Минск, 1973, с. 86—103.
72. **Тимошенко С. П.** Колебания в инженерном деле. — М.: Наука, 1967. — 444 с.
73. **Филиппов А. П.** Колебания деформируемых систем. — М.: Машиностроение. 1970.— 734 с.
74. **Шиманский Ю. А.** Динамический расчет судовых конструкций. — Л.: Судостроение, 1948. — 408 с.
75. **Гухман А. А.** Введение в теорию подобия. — М.: Высшая школа, 1963. — 254 с.
76. **Гухман А. А.** Применение теории подобия к исследованию процессов тепломассообмена. — М.: Высшая школа, 1967. — 303 с.
77. **Кирпичев М. В., Михеев М. А.** Моделирование тепловых устройств. — М.—Л.: Изд-во АН СССР, 1936. — 320 с.
78. **Биверс Г. С.** Моделирование вибраций в теплообменниках и ядерных реакторах, возбуждаемых потоками жидкости. — Теоретические основы инженерных расчетов. Сер. Д, 1974, т. 96, № 4, с. 149—157.
79. **Петухов Б. С.** Опытное изучение процессов теплоотдачи. — М.—Л.: ГЭИ, 1952. — 343 с.
80. **Осипова В. А.** Экспериментальное исследование процессов теплообмена. — М.: Энергия, 1964. — 392 с.
81. **Хинце И.** Турбулентность. — М.: Физматгиз, 1963. — 680 с.
82. **Преображенский В. В.** Теплотехнические измерения и приборы. — М.: Энергия, 1978. — 702 с.
83. **Doebelin E. O.** Measurement Systems: Application and Design.— New York: McGraw-Hill Book Co, 1966, p. 743.
84. **Kjellström B.** Studies of turbulent flow parallel to a rod bundle of triangular array.— In: Aktiebolaget Atomenergi, AE. Sweden, 1974, p. 184.
85. **Bruun H. H.** The performance of normal and yawed hot wires.— ISVR Techn. Rep., 1969, N 21, p. 37.
86. **Анкудинов Д. Т., Мамаев К. Н.** Малобазные тензодатчики сопротивления. — М.: Машиностроение, 1968. — 188 с.
87. **Немец И.** Практическое применение тензорезисторов. — М.: Энергия, 1970. — 144 с.
88. **Бендат Д., Пирсол А.** Измерение и анализ случайных процессов. — М.: Мир, 1974.— 464 с.
89. **Batham J. P.** Pressure distribution on in-line tube arrays in cross flow.— In: Int. Symp. Vibr. Probl. Industry. Keswick, England, 1973, Paper N 411, p. 1—24.
90. **Жукаускас А. А.** Конвективный перенос в теплообменниках. — М.: Наука, 1982. — 750 с.

91. **Катинас В. И., Маркявичюс А. А., Жукаускас А. А.** Отрыв вихрей и пульсации скорости потока в шахматных пучках труб, поперечно обтекаемых потоком воздуха. — Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1980, т. 5(120), с. 59—67.
92. **Пошкас П. С., Сурвила В. Ю.** Пульсации скорости в межтрубном пространстве при поперечном обтекании пучков труб потоком воздуха. — Там же, 1981, т. 1(122), с. 71—80.
93. **Жукаускас А. А., Улинскас Р. В., Бубялис Э. С.** Теплоотдача и гидродинамические характеристики пучков труб, поперечно обтекаемых авиационным маслом. — Там же, 1977, т. 3(100), с. 63—73.
94. **Жукаускас А. А., Улинскас Р. В., Марцинаускас К. Ф.** Сопротивление формы коридорных пучков труб, поперечно обтекаемых потоком воды при критических значениях Re. — Там же, 1977, т. 6(103), с. 63—72.
95. **Ока С.** Теплообмен одиночного цилиндра при различных условиях поперечного обтекания. — В кн.: Проблемы теплофизики и физической гидродинамики. — Новосибирск, Наука, 1974, с. 47—71.
96. **Shair F. H., Grove A. S., Petersen E. E., Acrivos A.** The effect of confining walls on the stability of the steady wake behind a circular cylinder.— J. Fluid Mech., 1963, vol. 17, pt 4, p. 546—550.
97. **Хэнсон А. Р.** Срыв вихрей со стреловидных цилиндров. — Ракетная техника и космонавтика, 1966, № 4, с. 231—232.
98. **Ван Атта.** Экспериментальное исследование срыва вихрей с наклонных круговых цилиндров. — Там же, 1968, т. 6, № 5, с. 217—219.
99. **Чиу В. С.** Об обтекании круговых стреловидных цилиндров потоком реальной жидкости. — Теоретические основы инженерных расчетов. Сер. Д, 1976, № 4, с. 166—173.
100. **Жукаускас А. А., Катинас В. И., Шукстерис В. С., Микишев А. Н.** Обтекание, гидродинамические силы и сопротивление шахматных радиальных пучков труб в поперечном потоке вязкой жидкости. — Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1978, т. 5(108), с. 79—89.
101. **Катинас В. И., Переднис Э. Э., Жукаускас А. А.** Зависимость гидравлического сопротивления пучков труб от угла атаки потока вязкой жидкости. — Там же, 1982, т. 1(128), с. 45—52.
102. **Sucker D., Brauer H.** Fluiddynamik bei quer angeströmten Zylinder.— Wärme- und Stoffübertragung, 1975, Bd 8, S. 149—158.
103. **Жукаускас А. А., Сурвила В. Ю., Пошкас П. С.** Местная теплоотдача трубы в поперечно обтекаемых потоком воздуха пучках различной конфигурации при больших Re. — Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1977, т. 1(98), с. 67—75.
104. **Жукаускас А. А., Улинскас Р. В.** Анализ поперечно обтекаемых потоком воды пучков труб в процессе теплообмена при критических Re. — Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1975, т. 5(90), с. 93—100.
105. **Fritzsche A. F.** Die Gestaltung und Berechnung von Ölkühlern: Diss. T. H. Zürich, 1953, S. 100.
106. **Шлихтинг Т.** Возникновение турбулентности. — М.: ИИЛ, 1962. — 204 с.
107. **Ривкин С. Л., Александров А. А.** Теплофизические свойства воды и водяного пара. — М.: Энергия, 1980. — 424 с.
108. **Patankar S. V., Spalding D. B.** Heat and Mass Transfer in Boundary Layers.— London: Morgan-Grampian, 1967.—138 p.
109. ***Cebeci T., Bradshaw P.*** *Momentum Transfer in Boundary Layers.— Washington:* Hemisphere Publ. Corp., 1977, p. 391.
110. **Ludwieg H., Tillman W.** Untersuchungen über die Wandschubspannung in turbulenten Reibungsschichten.— Ing. Arch., 1949, Bd 17, S. 288—299.
111. **Жукаускас А. А., Улинскас Р. В.** Исследование характеристик турбулентного пограничного слоя при положительном градиенте давления. — В кн.: Тепломассообмен-VI. Т. 1, ч. 2. Минск, 1980, с. 91—100.

112. **Romanenko P. N., Leont'ev A. I., Oblivin A. M.** Investigation on resistance and heat transfer of turbulent air flow in axisymmetrical channels with longitudinal pressure gradient.— Int. J. Heat Mass Transfer, 1972, vol. 5, p. 541—557.
113. **Žukauskas A., Ulinskas R.** Some aspects of the heat transfer for banks of tubes in cross-flow for the low range of Reynolds numbers.— In: Sixth Int. Heat Transfer Conf. Toronto, Canada, Aug. 7—11, 1978, vol. 4, p. 243—248.
114. **Žukauskas A., Ulinskas R.** Banks of plain and finned tubes.— In: Heat Exchanger Design Handbook. 2. Fluid Mechanics and Heat Transfer. Washington: Hemisphere Publ. Corp., 1983, vol. 2, chap. 2, sect. 4, p. 1/2.2.4—17.
115. **Варшкявичюс Р. Р., Вилемас Ю. В., Пошкас П. С.** Гидравлическое сопротивление пучков профилированных винтообразных труб в поперечном потоке газа.— Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1977, т. 6(103), с. 55—61.
116. **Сурвила В. Ю., Янкаускас Р. И., Ашмантас Л. А.** Гидравлическое сопротивление и теплоотдача пучков плотноупакованных овальных витых труб.— Там же, 1981, т. 4(125), с. 57—62.
117. **Воронин Г. И., Дубровский Е. В.** Эффективные теплообменники.— Машиностроение, 1973.— 96 с.
118. **Крапивин А. М., Быстров П. И., Анофриев Г. И., Михайлов В. С., Воловик А. А.** Гидравлическое сопротивление однорядного продольного трубного пучка, обтекаемого плоскопараллельным потоком газа.— Теплоэнергетика, 1972, № 6, с. 24—27.
119. **Кузнецов Е. Ф.** Расчет гидродинамических и тепловых характеристик кожухотрубных теплообменников.— Энергомашиностроение, 1978, № 12, с. 20—23.
120. **Идельчик И. Е.** Справочник по гидравлическим сопротивлениям.— М.: Машиностроение, 1975.— 559 с.
121. **Улинскас Р. В., Закревский В. Ф., Жукаускас А. А.** Анализ влияния конструктивного фактора на эффективность поперечно обтекаемых коридорных пучков труб.— Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1978, т 2(105), с. 63—71.
122. **Янкаускас Р. И., Сурвила В. Ю.** Влияние переменных физических свойств потока газа на поперечное обтекание трубы в шахматном пучке.— Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1982, т. 6(133), с. 45—49.
123. **Кузнецов Н. В.** Рабочие процессы и вопросы усовершенствования конвективных поверхностей котельных агрегатов.— М.—Л.: Госэнергоиздат, 1958.— 172 с.
124. **Bergelin O. P., Colburn A. P., Hull H. L.** Heat Transfer and Pressure Drop during Viscous Flow across Unbaffled Tube Banks: Bull. N 2.— Newark, Delaware, 1950, p. 1—51.
125. **Жукаускас А. А., Макарявичюс В. И., Шакманас А. Т.** Теплообмен при поперечном обтекании цилиндра диссоциированными продуктами сгорания пропано-кислородной смеси.— В кн.: Тепло- и массоперенос. Т. 1, ч. 1. Минск, 1972, с: 271—276:
126. **Žukauskas A., Ulinskas R.** Developments in compact heat exchanger field.— In: Amer. Soc. Mech. Eng., HTD. Chicago, Nov. 16—21, 1980, vol. 10, p. 29—36.
127. **Гончаров В. Н.** Обтекание куба на стенках.— Изв. НИИГ, 1935, т. XVII, с. 77—112.
128. **Федяевский К. К., Фомина Н. Н.** Исследование влияния шероховатости на сопротивление и состояние пограничного слоя.— Тр. ЦАГИ, 1940, вып. 441, с. 61.
129. **Tani Itiro, Sato Hiroshi.** Boundary layer transition by roughness element.— J. Phys. Soc. Japan, 1956, vol. 11, N 12, p. 1284—1291.
130. **Бузник В. М.** Интенсификация теплообмена в судовых установках.— Л.: Судостроение, 1969.— 364 с.
131. **Sedney R.** A survey of the effect of small protuberances on boundary-layer flows.— AIAA, 1973, vol. 11, N 6, p. 782—792.
132. **Бузник В. М., Везломцев К. А.** Оценка влияния шероховатости на теплообмен и гидравлическое сопротивление поверхности нагрева.— Тр. Никол. кораблестр. ин-та, 1961, вып. XXII, с. 53—60.

133. **Ханин М. В.** Исследование течения потока газа около шероховатой поверхности. — ПМТФ, 1966, № 6, с. 83—93.
134. **Žukauskas A., Ulinskas R.** Surface roughness as means of heat transfer augmentation for banks of tubes in cross-flow.— In: Int. Seminar. Dubrovnik, Yugoslavia, 1981, p. 1—11.
135. **Ротта И. К.** Турбулентный пограничный слой в несжимаемой жидкости. — Л.: Судостроение, 1967. — 232 с.
136. **Kays W. M., Crawford M. E.** Convective Heat and Mass Transfer.— New York: McGraw-Hill Book Co, 1980, p. 420.
137. **Kays W. M., Moffat R. J.** Studies in Convection.— London: Academic Press, 1975, vol. 1, p. 213—319.
138. **Van Driest E. R.** On turbulent flow near a wall.— JAS, 1956, vol. 23, N 11, p. 1007—1011.
139. **Гомелаури В. И., Канделаки Р. Д., Кипшидзе М. Е.** Интенсификация конвективного теплообмена под воздействием искусственной шероховатости. — В кн.: Вопросы конвективного теплообмена и чистоты водяного пара. Тбилиси, Мецниереба, 1970, с. 98—131.
140. **Дрижюс М.-Р. М., Барткус С. И., Шланчяускас А. А., Жукаускас А. А.** Сопротивление и теплоотдача шероховатой пластины при различных Pr. — Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1975, т. 2(87), с. 91—108.
141. **Perry A. E., Joubert P. N.** Rough-wall boundary layers in adverse pressure gradients.— J. Fluid Mech., 1963, vol. 17, pt 2, p. 193—211.
142. **Никитин И. К.** Сложные турбулентные течения и процессы тепломассопереноса. — Киев: Наукова думка, 1980. — 240 с.
143. **Федяевский К. К., Гиневский А. С., Колесников А. В.** Расчет турбулентного пограничного слоя несжимаемой жидкости. — Л.: Судостроение, 1973. — 256 с.
144. **Coles D.** The law of the wake in the turbulent boundary layer.— J. Fluid Mech., 1956, vol. 1, pt 2, p. 191—226.
145. **Грен Х. Г., Шольц Ф.** Теплообмен и гидравлическое сопротивление поперечно обтекаемых соосных пучков труб с искусственно нанесенной на них шероховатостью. — В кн.: Тепломассообмен-V. Т. 1, ч. 2. Минск, 1976, с. 37—42.
146. **Schmidt Th. E.** Der Wärmeübergang an Rippenrohre und die Berechnung von Rohrbündel-Wärmeaustauschern.— Kältetechn., 1963, Bd 45, H. 4, S. 98—102; H. 12, S. 370—378.
147. **Юдин В. Ф., Тохтарова Л. С.** Сопротивление пучков ребристых труб при поперечном омывании потоком. — Энергомашиностроение, 1974, № 1, с. 30—32.
148. **Иохведов Ф. М., Кунтыш В. Б.** Исследование обтекания шахматных пучков из шероховатых и гладких труб в поперечном потоке. — Тр. ЛТИ ЦБТ, 1964, вып. 14, с. 151—167.
149. **Иохведов Ф. М., Кунтыш В. Б., Ганин Г. М.** Экспериментальное изучение распределения давления по ребру в пучках из оребренных труб. — Тр. Арханг. лесот. ин-та, 1972, вып. 31, с. 60—63.
150. **Жукаускас А. А., Улинскас Р. В., Зинявичюс Ф. В.** Сопротивление шахматных пучков ребристых труб поперечному потоку жидкости. — ИФЖ, 1982, т. XLIII, № 6, с. 891—898.
151. **Жукаускас А. А., Улинскас Р. В., Зинявичюс Ф. В.** Теплоотдача и сопротивление поперечно обтекаемых шахматных пучков оребренных труб. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1983, № 3, с. 117—124.
152. **Neal S. B. H. C., Hitchcock J. A.** A study of the heat transfer processes in banks of finned tubes in cross flow, using a large scale model technique.— In: Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf. Chicago, 1966, p. 290—298.
153. **Neal S. B. H. C., Hitchcock J. A.** The development of improved heat transfer surfaces for tubes in cross-flow, using a large scale model technique.— In: 4th Int. Heat Transfer Conf. Paris—Versailles, 1970, F.C.7.8, p. 1—11.

154. **Романенко П. Н.** Теплообмен и трение при градиентном течении жидкостей. — М.: Энергия, 1971. — 568 с.
155. **Кунтыш В. Б., Иохведов Ф. М., Таранян И. Г.** Интенсификация теплоотдачи в пучках оребренных труб. — Теорет. основы хим. технол., 1973, т. VII, № 4, с. 616—621.
156. **Кунтыш В. Б., Федотова Л. М., Кузнецов Н. М.** Влияние геометрии пучка оребренных труб на теплоотдачу и сопротивление. — Холодильная техника, 1981, № 8, с. 25—28.
157. **Зозуля Н. В., Хавин А. А.** Теплотехнические характеристики труб с поперечным приварным оребрением. — Конвективнвй теплообмен. — Киев: Наукова думка, 1968, с. 124—132.
158. **Иохведов Ф. М., Кунтыш В. Б., Таранян И. Г.** Влияние числа поперечных рядов оребренных труб и угла атаки ребра на сопротивление шахматных и коридорных пучков. — Изв. вузов. Энергетика, 1974, № 12, с. 114—117.
159. **Хавин А. А.** Теплоотдача и сопротивление пучков оребренных труб. — Теплофизика и теплотехника, 1979, вып. 37, с. 84—86.
160. **Хавин А. А.** Исследование теплоотдачи и сопротивления пучков труб с приварным спирально-ленточным оребрением и результаты внедрения. — Автореф. канд. дис. Киев, 1975.
161. **Антуфьев В. М., Белецкий Г. С.** Теплоотдача и аэродинамическое сопротивление трубчатых поверхностей в поперечном потоке. — М.—Л.: Машгиз, 1948. — 123 с.
162. **Юдин В. Ф., Тохтарова Л. С., Андреев П. Л.** Теплоотдача и сопротивление шахматных пучков с разными высотами и шагами ребер. — Тр. ЦКТИ, 1966, № 73, с. 98—106.
163. **Тимофеев В. Н., Карасина Э. С.** Теплообмен в пучках труб чугунного ребристого экономайзера. — Изв. ВТИ, 1952, № 5, с. 20—23.
164. **Brauer H.** Wärme- und Strömungstechnische Untersuchungen an quer angeströmten Rippenrohrbündeln.— Chemie-Ingenieur-Technik, 1961, Bd 33, H. 5, 6, S. 327—335; 431—438.
165. **Антуфьев В. М.** Исследование эффективности различных форм оребренных поверхностей в поперечном потоке. — Теплоэнергетика, 1965, № 1, с. 81—86.
166. **Лышевский А. С., Соколов В. Г., Сычев В. М., Кутуков А. А.** Исследование теплоотдачи и сопротивления пучков труб с цилиндрической ошиповкой при малых числах Рейнольдса поперечно обтекающего газового потока. — Теплоснабжение и тепломассообмен. Ростов-на-Дону, 1977, с. 63—71.
167. **Тулин С. М.** Уточнение расчетных формул по теплоотдаче и сопротивлению пучков труб с проволочным оребрением. — Энергомашиностроение, 1971, № 3, с. 31—33.
168. **Юдин В. Ф., Тохтарова Л. С.** Исследование теплоотдачи и сопротивления ребристых шахматных пучков с различной формой ребер. — Там же, 1964, № 12, с. 20—23.
169. **Легкий В. М., Островский Ю. Н.** Расчет теплопередачи и аэродинамического сопротивления шахматных пучков плавниковых труб. — Теплоэнергетика, 1964, № 11, с. 86—88.
170. **Кунтыш В. Б., Иохведов Ф. М.** Интенсификация теплообмена шахматных пучков труб с поперечными ребрами в потоке воздуха путем применения разрезки ребер. — Тр. Ленингр. технолог. ин-та целлюл.-бум. пром., 1968, вып. 21, с. 392—400.
171. **Антуфьев В. М., Гусев Е. К.** Интенсификация теплообмена оребренных поверхностей при поперечном обтекании. — Теплоэнергетика, 1968, № 7, с. 31—34.
172. **Таранян И. Г., Иохведов Ф. М., Кунтыш В. Б.** Исследование влияния параметров оребрения на теплоотдачу и сопротивление шахматных пучков труб с поперечными гладкими и интегральными ребрами. — ТВТ, 1972, т. 10, № 5, с. 1049—1054.

173. **Зозуля Н. В., Хавин А. А., Калинин Б. Л.** Влияние перфорации поперечного пластинчатого оребрения овальных труб на интенсивность теплоотдачи. — Теплофизика и теплотехника, 1969, вып. 15, с. 70—73.
174. **Зозуля Н. В., Хавин А. А.** Исследование пучков алюминиевых оребренных труб овального и круглого сечения. — Химическое и нефтяное машиностроение, 1971, № 4, с. 20—21.
175. **Локшин В. А., Лисейкин И. Д., Зоз В. Н., Андреева А. Я.** Эффективность мембранно-лепестковых шахматных пучков труб. — Теплоэнергетика, 1977, № 10, с. 55—59.
176. **Юдин В. Ф., Тохтарова Л. С.** Аэродинамические сопротивления пучков ребристых труб в поперечном потоке газа. — Энергомашиностроение, 1972, № 9, с. 44—45.
177. **Мигай В. К.** Повышение эффективности современных теплообменников. — Л.: Энергия, 1980. — 144 с.
178. **Петровский Ю. В., Фастовский В. Г.** Современные эффективные теплообменники. — М.—Л.: Госэнергоиздат, 1962. — 256 с.
179. **Антуфьев В. М.** Эффективность различных форм конвективных поверхностей нагрева. — М.—Л.: Энергия, 1966. — 184 с.
180. **Андреев М. М., Берман С. С., Буглаев В. Т., Костров Х. М.** Теплообменная аппаратура энергетических установок. — М.: Машгиз, 1963. — 240 с.
181. **Бурков В. В., Индейкин А. И.** Автотракторные радиаторы. — Л.: Машиностроение, 1978. — 216 с.
182. **Каневец Г. Е.** Обобщенные методы расчета теплообменников. — Киев: Наукова думка, 1979. — 352 с.
183. **Жукаускас А. А., Катинас В. И., Переднис Э. Э., Микишев А. И.** Особенности обтекания и вибраций шахматных и коридорных пучков труб теплообменников в поперечном потоке вязкой жидкости. — Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1977, т. 4(101), с. 47—58.
184. **Žukauskas A., Katinas V.** Flow-induced vibration in heat-exchanger tube banks.— In: Practical Experiences with Flow-Induced Vibrations. Proc. IAHR/IUTAM Symp. Karlsruhe, Germany September 3—6, 1979. Berlin—Heidelberg—New York: Springer-Verlag, 1980, p. 188—196.
185. **Коэн Л. И., Дин В. И.** Устранение разрушающих автоколебаний в крупных стационарных котлах, работающих на газовом и нефтяном топливе. — Энергетические машины и установки. Сер. А, 1965, т. 87, № 2, с. 120—127.
186. **Hill R. S., Armstrong C.** Aerodynamic sound in tube banks.— Proc. Phys. Soc., 1962, vol. 79, pt 1, N 507, p. 225—227.
187. **Putnam A. A.** Flow-induced noise in heat exchangers.— J. Eng. Power. Ser. A, 1959, vol. 81, N 4, p. 417—422.
188. **Fitzpatrick J. A., Donaldson I. S.** A preliminary study of flow and acoustic phenomena in tube banks.— J. Fluids Eng. Ser. I, 1977, N 4, p. 681—686.
189. **Parkinson G. V., Brooks N. P. H.** On the aeroelastic instability of bluff cylinders.— J. Appl. Mech. Trans. ASME Ser. E, 1961, vol. 28, N 2, p. 252—258.
190. **Gross H. G.** Untersuchung aeroelastischer Schwingungsmechanismen und deren Berücksichtigung bei der Auslegung von Rohrbündelwärmetauschern: Diss. der Universität Hannover, 1975, S. 129.
191. **Livesey J. L., Dye R. C. F.** Vortex excited vibration of a heat exchanger tube row.— J. Mech. Eng. Sci., 1962, vol. 4, N 4, p. 349—352.
192. **Катинас В. И.** Исследование вибраций элементов теплообменников. — В кн.: Гидродинамика и конвективный теплообмен в теплообменниках. Минск, Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова АН БССР, 1981, с. 72—84.
193. **Эберт Г.** Краткий справочник по физике. — М.: ИФМЛ, 1963. — 552 с.
194. **Яворский Б. М., Детлаф А. А.** Справочник по физике. — М.: Наука, 1968. — 939 с.

195. **Ден-Гартог Д. П.** Механические колебания. — М.: ИФМЛ, 1960. — 580 с.
196. **Paidoussis M.** Flow-induced vibrations in nuclear reactors and heat exchangers.— In: Practical Experiences with Flow-Induced Vibrations. Proc. IAHR/IUTAM Symp. Karlsruhe, Germany, September 3—6, 1979. Berlin—Heidelberg—New York: Springer-Verlag, 1980, p. 1—81.
197. **Лелеев Н. С., Терешина Г. Е.** Аналитическое исследование колебаний теплоносителя в межтрубном пространстве. — Изв. вузов СССР. Энергетика, 1980, № 4, с. 57—62.
198. **Grotz B. J., Arnold F. R.** Flow-induced vibrations in heat exchangers.— Techn. Rep. Stanford University, AD 104568, August, 1956, N 31, p. 1—34.
199. **Катинас В. И., Переднис Э. Э., Жукаускас А. А.** Зависимость гидравлического сопротивления пучков труб от угла атаки потока вязкой жидкости. — Тр. АН ЛитССР. Сер. Б, 1982, т. 1(128), с. 47—53.
200. **Жукаускас А. А., Катинас В. И., Переднис Э. Э., Соболев В. А.** Обтекание и вибрации радиальных пучков труб теплообменников в поперечном потоке жидкости. — Там же, 1978, т. 6(109), с. 53—62.
201. **Crandall S. H., Mark W. D.** Random Vibration in Mechanical Systems.— New York—London: Academic Press, 1963, p. 1—166.
202. **Gerlach G. R., Dodge F. T.** An engineering approach to tube flow-induced vibrations.— In: Flow-Induced Vibration in Heat Exchangers. Proc. ASME Winter Annu. Meet. New York, Dec. 1, 1970. New York: ASME, 1970, p. 18—26.
203. **Kacker S. C., Pennington B., Hill R. S.** Measurements of the fluctuating lift coefficient and of the correlation length for vortex shedding from cylindrical tubes.— In: Int. Symp. Vibr. Probl. Industry. Keswick, England, 1973, Paper N 416, p. 1—22.
204. **Лелеева Н. М., Лелеев Н. С.** Исследование пульсаций потока жидкости в межтрубном пространстве. — Изв. вузов СССР. Энергетика, 1982, № 9, с. 67—72.
205. **Mohr K.-H.** Messungen instationärer Drücke bei Queranströmung von Kreiszylindern unter Berücksichtigung fluidelastischer Effekte: Diss. T. H. Aachen (D28), 1981, S. 147.
206. **Локтин А. В., Прохорович В. А., Прохорович Т. А., Смирнов Л. В.** Теоретическое изучение вызванных потоком колебаний теплообменных пучков. — Машиноведение, 1982, № 4, с. 29—37.
207. **Chen S. S.** Dynamics of heat exchanger tube banks.— J. Fluids Eng. Trans. ASME. Ser. I, 1977, vol. 99, N 4, p. 462—469.
208. **Chen S. S.** A mathematical model for cross-flow-induced vibrations of tube rows.— In: Proc. 3rd Int. Conf. Pressure Vessel Technology. Trans. ASME, 1977, pt 1, p. 415—426.
209. **Синявский В. Ф., Федотовский В. С., Кухтин А. Б., Спиров В. С.** Влияние относительного шага, формы упаковки и направления колебаний на инерционные и демпфирующие характеристики одиночных цилиндров и пучков стержней в жидкости. — Препринт ФЭИ-818, 1978, Обнинск, с. 1—12.
210. **Вальес Н. Г., Гусаров А. А., Каплунов С. М.** Определение собственных форм и частот для произвольного пучка трубок, колеблющихся в жидкости. — В кн.: Динамические характеристики и колебания элементов энергетического оборудования. М.: Наука, 1980, с. 81—85.
211. **Фесенко С. С., Гусаров А. А., Каплунов С. М.** Влияние осевого усилия на частотные характеристики теплообменных трубок. — Там же, с. 98—102.

Reziumė

Monografijoje apibendrinami rezultatai, gauti Lietuvos TSR Mokslų akademijos Fizikinių-techninių energetikos problemų institute tiriant vamzdžių pluoštų aptekėjimą, hidraulinį pasipriešinimą ir vibracijas skersiniame ir įstrižame skysčių sraute. Pluoštai buvo sudaryti iš lygių, šiurkščių ir briaunotų vamzdžių. Tyrimai atlikti Reinoldso skaičiui kintant nuo 1 iki $2 \cdot 10^6$.

Apžvelgiama, kaip priklauso pavienio vamzdžio aptekėjimo dėsningumai nuo Reinoldso skaičiaus, srauto turbulentiškumo ir paviršiaus šiurkštumo. Nagrinėjami vamzdžių pluoštų hidrodinamikos klausimai, daug dėmesio skiriant srauto tekėjimo charakteristikų tarpvamzdinėje erdvėje ir prie vamzdžių paviršiaus matavimams. Analizuojama, kaip vystosi pasienio sluoksnio dinamika, jo atitrūkimo vieta, recirkuliacinės zonos dydis priklausomai nuo vamzdžių išdėstymo žingsnio pluošte.

Iš skysčio greičio ir jo pulsacijų tarpvamzdinėje erdvėje tyrimų nustatyta, kad nemažai srauto tekėjimo energijos eikvojama stambių sūkurių generavimui. Todėl tikslinga naudoti mažų skersmenų vamzdžius.

Išnagrinėtas slėgio pasiskirstymas pagal vamzdžio perimetrą ir nustatyti atskirų pluošto vamzdžių spaudimo pasipriešinimo koeficientai. Detaliai ištirti lygių, briaunotų ir šiurkščių vamzdžių koridoriniai ir šachmatiniai pluoštai. Vamzdžių briaunos buvo spiralinės ir apvalios įvairių aukščių, o briaunotumo koeficientas siekė 10. Tiriant šiurkščių vamzdžių pluoštus išaiškinta šiurkštumo aukščio ir skersinio bei išilginio žingsnio įtaka vietinėm ir vidutinėm pasipriešinimo charakteristikoms. Šiurkščių paviršių nelygumai buvo smėlio grūdelių ir piramidžių formos. Nustatyta, kad tangentiniai įtempimai smarkiai didėja, didėjant šiurkštumo aukščiui. Kai pluoštus sudaro mažo šiurkštumo vamzdžiai, hidraulinio pasipriešinimo koeficientas pradeda didėti nuo $Re = 2 \cdot 10^5$, o kai šiurkštumas didesnis — jau nuo $Re = 2 \cdot 10^3$.

Gautos pataisos koeficientų reikšmės hidrauliniam pasipriešinimui skaičiuoti, kai koridoriniuose arba šachmatiniuose pluoštuose yra mažai eilių. Išnagrinėta vamzdžių atakos kampo įtaka hidrauliniam pasipriešinimui, kai pastarasis kinta nuo 90 iki 25°.

Nustatyta, kad skersai aptekamų vamzdžių vibracijas sukelia turbulentinės srauto pulsacijos, periodiški sūkurių atitrūkimai ir hidroelastinė vamzdžių sąveika su srautu. Šie reiškiniai atsiranda tam tikrame srauto greičio kitimo diapazone, kuris priklauso nuo vamzdžio vibracinių ir srauto fizinių parametrų. Į visa tai atsižvelgta skaičiuojant vamzdžių hidrodinamines vibracijas.

Eksperimentiškai nustatyta, kad vamzdžių aptekėjimo reiškiniai ir vibracijos mažai kinta, srauto atakos kampui kintant nuo 25 iki 90°. Aptekėjimui ir vibracijoms aprašyti taikytinos tos pačios apibendrintos priklausomybės, kaip ir pavieniams skersai aptekamiems vamzdžiams, jeigu srauto greitis matuojamas skersinės eilės siauriausioje vietoje.

Nurodyti būdai vamzdžių pluoštų ir atskirų vamzdžių vibracijoms susilpninti, naudojant įvairias priemones,— apkabas, plokštes, statomas už aptekamų vamzdžių, vamzdžius apsukant viela ir t. t. Analizuojami šių priemonių pranašumai ir trūkumai, konstruojant šilumokaičius ir atskirų statinių apsaugą nuo srauto sukeliamų vibracijų.

Pagal autorių pasiūlytą metodiką apibendrinti eksperimentų duomenys, sudarytos nomogramos ir formulės vamzdžių pluoštų pasipriešinimo koeficientui ir vibracijoms skaičiuoti, projektuojant įvairios paskirties šilumokaičius ir reaktorių strypų sistemas.

Summary

The book generalizes the new results obtained at the Institute of Physical and Technical Problems of Energetics of the Academy of Sciences of the Lithuanian SSR on the fluid dynamics, hydraulic drag and flow-induced vibrations in transverse and yawed tube banks. The study covered banks of smooth, rough and finned tubes at the Reynolds number from 1 to $2 \cdot 10^6$.

The book describes the fluid dynamics on single tubes in cross flow at different Reynolds numbers as well as at different levels of the free stream turbulence and of the surface roughness. Much importance is attached to the fluid dynamical parameters of tube banks measured in the inter-tube spaces and on the tube surfaces. The book considers the dependence of the boundary layer dynamics, location of its separation point, and the recirculation length on different tube arrangements and pitch ratios. Measured fluid velocities and their fluctuations in the inter-tube spaces suggest that a considerable amount of circulation energy is wasted on the generation of large-scale vortices. To avoid this, tube diameters should be reduced within reasonable limits.

Circumferential pressure distributions measured in different bank rows yielded pressure drag coefficients of the tubes. Staggered and in-line banks of smooth, rough and finned tubes were studied in detail. Helical and annular fins were used for the finning factor of 10. Staggered rough-surface banks were studied to evaluate the effect of the height of the surface elements as well as the effect of the relative transverse and longitudinal pitches on the local and average friction drag factors. A sandy surface and a surface of compact pyramids were simulated.

On rough surfaces, shear stresses exhibit a large increase with the increase of the height of the surface elements. They also enhance an earlier laminar-turbulent transition in the boundary layer. In staggered rough banks hydraulic drag increases from $Re = 2 \cdot 10^5$ for low surface elements, but the increase commences at $Re = 2 \cdot 10^3$ for higher surface elements.

Corrections for the hydraulic drag coefficient of short staggered and in-line banks were found. The effect of yaw angles from 90 to 25° was evaluated.

Because of flow-induced vibrations, failure of tubes in cross flow is a real hazard. The vibrations are generated by turbulent fluctuations of pressure, by periodic vortex shedding and by fluid-elastic excitation. Vibration occurs in certain velocity ranges which depend upon fluid physical factors and tube vibration parameters. A calculation technique for a number of vibration parameters is suggested. It is based on the studies of the determining factors.

For yaw angles from 90 to 25° experimental fluid dynamics and tube vibration vary but little, relations for tubes in cross flow apply throughout, provided the values are referred to the least free space velocity.

Suggestions are made on the ways of reducing vibration of single tubes and tube banks. Application of baffles, supports, wire coils is discussed.

Original interpretation techniques were applied to the generalization of experimental data. Calculation formulas and charts for the hydraulic drag and vibration parameters were compiled. They may come useful in the design of heat exchangers and fuel rod beds of reactors.

Contents

Preface 5
Nomenclature 6
Chapter 1. **INTRODUCTION** 8
1.1. General remarks 8
1.2. Flows on single tubes 12
1.3. Drag 16
1.4. Non-stationary fluid forces and tube vibration 20
1.5. Effects of different factors on the fluid behaviour 23
1.6. Banks of tubes 28
Chapter 2. **EXPERIMENTAL METHODS** 33
2.1. Analytical techniques 33
2.2. Experimental techniques 42
2.3. Test facilities 46
2.4. Evaluation of fluid dynamical and vibrational parameters 54
2.5. Analysis of transient processes 68
Chapter 3. **FLOWS ON SMOOTH TUBE BANKS** 69
3.1. Behaviour of bundle tubes in cross flow 69
3.2. Circumferential distribution of velocity and pressure 73
3.3. Inter-tube behaviour 83
3.4. Non-stationary behaviour of flows in banks 89
3.5. Flows on yawed tubes 96
3.6. Radial banks in cross flow 100
3.7. The boundary layer and its separation 102
3.8. Flows in heat exchangers 106
Chapter 4. **DRAG OF SMOOTH TUBE BANKS** 111
4.1. Laws of friction 111
4.2. Drag of a tube in a bank 118
4.3. Hydraulic drag of tube banks 123
4.4. Hydraulic drag of yawed tube banks 130
4.5. Hydraulic drag of coiled tube banks 132
4.6. Hydraulic drag in other constructions 134
4.7. Auxiliary hydraulic drag in heat exchangers 136
4.8. Circulation power 137
4.9. Effects of variable fluid physical properties on the hydraulic drag 139
4.10. Hydraulic drag calculation in tube banks 141
4.11. Ways of improving heat exchangers 143
Chapter 5. **FLUID DYNAMICS AND HYDRAULIC DRAG ON ROUGH SURFACE TUBE BANKS** 146
5.1. Flow on the surface elements 146
5.2. Flow on rough surfaces 152
5.3. Flow on rough tube banks 158
5.4. Hydraulic drag of rough tube banks 173
Chapter 6. **FLUID DYNAMICS AND HYDRAULIC DRAG ON FINNED TUBE BANKS** 178
6.1. State of the problem 178
6.2. Averaged flow parameters 181
6.3. Specific features of flow 184
6.4. Hydraulic drag 198

Chapter 7. **VIBRATION OF TUBE BANKS IN CROSS FLOW** 217
7.1. Vibrational parameters of tubes 217
7.2. Flow-induced vibration of tubes 219
7.3. Vibration of single tubes in cross flow 231
7.4. Vibration of a separate transverse row 237
7.5. Vibration of banks in cross flow 242
7.6. Statistical analysis of flow-induced vibration 253
7.7. Flow-induced vibration of yawed tubes 261
7.8. Vibration of radial banks in cross flow 265
7.9. Calculation of vibrational parameters 268
7.10. Elimination of tube vibration in heat exchangers 283
Appendices 291
References 297
Summary in Lithuanian 307
Summary in English 308
Contents in Russian 310

Содержание

Предисловие 5
Перечень основных обозначений 6
Глава 1. **ВВЕДЕНИЕ** 8
1.1. Общие сведения 8
1.2. Обтекание одиночной трубы 12
1.3. Сопротивление трубы 16
1.4. Нестационарные гидродинамические силы и вибрации труб 20
1.5. Влияние различных факторов на обтекание труб 23
1.6. Пучки труб 28
Глава 2. **МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ** 33
2.1. Методы теоретических расчетов 33
2.2. Методы экспериментальных исследований 42
2.3. Устройства для моделирования 46
2.4. Определение гидродинамических характеристик и вибраций 54
2.5. Анализ нестационарных процессов 68
Глава 3. **ОБТЕКАНИЕ ГЛАДКОТРУБНЫХ ПУЧКОВ** 69
3.1. Особенности поперечного обтекания трубы в пучке 69
3.2. Распределение скорости и давления по поверхности трубы в пучке 73
3.3. Течение в межтрубном пространстве 83
3.4. Нестационарность течения в пучках труб 89
3.5. Особенности обтекания наклонных труб 96
3.6. Поперечное обтекание радиальных пучков труб 100
3.7. Течение в пограничном слое и его отрыв 102
3.8. Течение в теплообменниках 106
Глава 4. **СОПРОТИВЛЕНИЕ ГЛАДКОТРУБНЫХ ПУЧКОВ** 111
4.1. Законы трения 111
4.2. Сопротивление трубы в пучке 118
4.3. Гидравлическое сопротивление пучков труб 123
4.4. Гидравлическое сопротивление наклонных пучков труб 130
4.5. Гидравлическое сопротивление винтообразных пучков труб 132
4.6. Гидравлическое сопротивление теплообменных аппаратов других конструкций 134
4.7. Дополнительные гидравлические сопротивления в теплообменниках 136
4.8. Мощность, расходуемая на передвижение теплоносителя 137
4.9. Влияние изменения физических свойств теплоносителя на гидравлическое сопротивление пучков труб 139
4.10. Порядок расчета гидравлического сопротивления пучков труб .. 141
4.11. Пути дальнейшего совершенствования теплообменников 143
Глава 5. **ОБТЕКАНИЕ И СОПРОТИВЛЕНИЕ ПУЧКОВ ШЕРОХОВАТЫХ ТРУБ** 146
5.1. Особенности обтекания элементов шероховатости 146
5.2. Обтекание шероховатых поверхностей 152
5.3. Обтекание пучков шероховатых труб 158
5.4. Гидравлическое сопротивление пучков шероховатых труб 173
Глава 6. **ОБТЕКАНИЕ И СОПРОТИВЛЕНИЕ ПУЧКОВ РЕБРИСТЫХ ТРУБ** 178
6.1. Состояние вопроса 178
6.2. Определяющие параметры обтекания 181

6.3. Особенности обтекания пучков труб 184
6.4. Гидравлическое сопротивление пучков ребристых труб 198
Глава 7. **ВИБРАЦИИ ОБТЕКАЕМЫХ ПУЧКОВ ТРУБ** 217
7.1. Параметры вибраций труб 217
7.2. Гидродинамические вибрации труб в потоке теплоносителя 219
7.3. Вибрации поперечно обтекаемой одиночной трубы 231
7.4. Вибрации труб в одиночном поперечном ряду 237
7.5. Вибрации поперечно обтекаемых труб пучков 242
7.6. Статистический анализ гидродинамических вибраций труб 253
7.7. Гидродинамические вибрации наклонных труб 261
7.8. Вибрации поперечно обтекаемых радиальных пучков труб 265
7.9. Расчет вибраций труб 268
7.10. Предотвращение вибраций труб теплообменников 283
Приложения 291
Литература 297
Резюме на литовском языке 307
Резюме на английском языке 308
Содержание на английском языке 309

УДК 536.24:532.5

Гидродинамика и вибрации обтекаемых пучков труб. Жукаускас А., Улинскас Р., Катинас В. Вильнюс, «Мокслас», 1984, таблиц 11, рисунков 167, библиографий 211, с. 312.

В монографии приведены полученные в ИФТПЭ АН ЛитССР обобщенные результаты теоретических и экспериментальных исследований обтекания, сопротивления и вибраций пучков труб в поперечных потоках различных жидкостей в интервале Re от 1 до $2 \cdot 10^6$ и Pr_f от 0,7 до 5000.

Рассмотрены поверхностное трение, гидравлическое сопротивление, вибрации труб, возбуждаемые потоком, и причины их возникновения в коридорных и шахматных пучках труб. Определены влияние величины шероховатости и оребрения труб на их гидродинамические характеристики и сопротивление, частота отрыва вихрей, влияние угла атаки потока и количества рядов на сопротивление и вибрацию пучков труб. Весь материал систематизирован на основе единой методики и дополняет новыми данными имеющуюся информацию по этим вопросам. Физическая сторона явлений изучается на базе экспериментальных данных и теоретических рассуждений. Для практического пользования приведены номограммы и уравнения подобия обобщенного вида, которые могут быть широко использованы для расчета эффективных теплообменников и стержневых систем реакторных установок.

Монография предназначена для научных работников, аспирантов и инженеров проектно-конструкторских учреждений, разрабатывающих современные теплообменники, применяемые в энергетике, ядерных установках, на транспорте, в различных отраслях промышленности и коммунального хозяйства.