МОСКОВСКИЙ АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ

МАИ ИЗДАТЕЛЬСТВО

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

Г. А. ДРЕЙЦЕР

ОСНОВЫ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛАХ

МОСКВА · 1989

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА И ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ
АВИАЦИОННЫЙ ИНСТИТУТ имени СЕРГО ОРДЖОНИКИДЗЕ

Г.А. ДРЕЙЦЕР

ОСНОВЫ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛАХ

Учебное пособие

Утверждено
на заседании редсовета
II апреля 1988 г.

Москва
Издательство МАИ
1989

А I89.2 (075)
Д 733

УДК 536.27+629.7.063](075.8)

Дрейцер Г.А. Основы конвективного теплообмена в каналах: Учебное пособие. – М.: Изд-во МАИ, 1989. – 84 с.: ил.

Рассмотрены вопросы гидродинамики и теплообмена в каналах энергетических установок и теплообменных аппаратов. Приведены дифференциальные уравнения и граничные условия для конвективного теплообмена, коэффициенты теплоотдачи и гидравлического сопротивления. Представлена методика расчета трения и теплообмена при изотермическом и неизотермическом течении газов и жидкостей на начальном и стабилизированном участках круглых труб. Проанализированы особенности течения и теплообмена в каналах с некруглым поперечным сечением. Даны рекомендации для расчета продольно обтекаемых пучков труб, кольцевых и плоских каналов. Рассмотрены вопросы теплообмена в каналах при совместном действии вынужденной и свободной конвекции. Приведены методы расчета нестационарного теплообмена и способы интенсификации конвективного теплообмена в каналах.

Учебное пособие предназначено для студентов авиационных вузов и факультетов, изучающих курс "Теплопередача".

Рецензенты: Б.Н. Юдаев, Г.Б. Петражицкий

ISBN 5-7035-0094-6

ВВЕДЕНИЕ

Настоящее издание представляет собой учебное пособие по курсу "Теплопередача", который читается кафедрой авиационной теплотехники Московского авиационного института для студентов различных факультетов МАИ. Оно дополняет существующий учебник по теплопередаче [I] и выпущенное ранее учебное пособие [2].

Изучение процессов теплообмена в каналах весьма актуально для создания энергетических установок и теплообменных устройств летательных аппаратов, систем охлаждения элементов двигателей и летательных аппаратов, систем охлаждения и термостатирования радиоэлектронного оборудования, систем кондиционирования летательных аппаратов. Для расчета разнообразных теплообменных устройств, применяемых в авиационной технике, необходимы данные по теплообмену и гидродинамике в каналах разной формы с разнообразными условиями входа, при различных законах подвода или отвода тепла, для жидких и газообразных теплоносителей с переменными теплофизическими свойствами.

В существующих учебниках по теплопередаче эти вопросы освещены недостаточно, что и явилось причиной написания данного учебного пособия. Его цель – помочь студентам понять основные особенности теплообмена и гидродинамики в каналах и выбрать нужные зависимости для практических расчетов. Для более глубокого изучения рассматриваемых вопросов можно рекомендовать монографии [3-I7].

Под конвективным теплообменом (теплоотдачей конвекцией) понимают теплообмен, обусловленный совместным действием конвективного и молекулярного переноса тепла. Под конвективным переносом понимают процесс переноса тепла при перемещении макрочастиц жидкости или газа в пространстве из области с одной температурой в область с другой температурой. Конвекция возможна только при движении среды. Перенос тепла конвекцией связан с переносом вещества. Под молекулярным переносом (теплопроводностью) понимают процесс переноса тепла посредством движения микрочастиц в среде с неоднородным распределением температуры. Конвекция тепла всегда сопровождается теплопроводностью, так как при движении жидкости или газа неизбежно происходит соприкосновение отдельных частиц, имеющих различные температуры.

Обычно в инженерных расчетах определяют конвективный теплообмен между потоком жидкости или газа и поверхностью твердого тела, называемый конвективной теплоотдачей или просто теплоотдачей.

На практике при расчетах теплоотдачи используют закон Ньютона – Рихмана

$$Q = \alpha (T_w - T_f) F \quad Вт. \tag{1}$$

Согласно этому закону тепловой поток Q (количество тепла, проходящее в единицу времени через произвольную поверхность от жидкости к стенке или от стенки к жидкости) пропорционален поверхности теплообмена F и разности температур поверхности тела T_w и окружающей тело жидкой или газообразной среды T_f. Разность температур $\Delta T = T_w - T_f$ называется температурным напором. Коэффициент пропорциональности α, учитывающий конкретные условия теплообмена, называется коэффициентом теплоотдачи.

В общем случае коэффициент теплоотдачи переменен по поверхности и его можно определить как

$$\alpha = dQ/(T_w - T_f)dF = q/(T_w - T_f) \quad Вт/(м^2 \cdot К). \tag{2}$$

Таким образом, коэффициент теплоотдачи есть плотность теплового потока q (тепловой поток, отнесенный к единице площади поверхности) на поверхности тела, отнесенная к разности температур поверхности тела и окружающей среды.

Теплоотдача является достаточно сложным процессом. В наиболее общем случае коэффициент теплоотдачи является функцией формы и размеров тела, режима движения, скорости и температуры жидкости, физических параметров жидкости (коэффициента теплопроводности λ, теплоемкости c_p, плотности ρ, температуропроводности a, коэффициента динамической вязкости μ, температурного коэффициента объемного расширения β) и др. Параметры λ, ρ, c_p, a используются при рассмотрении теплопроводности. Коэффициент динамической вязкости μ численно равен касательному напряжению τ в жидкости в плоскости, ориентированной по течению, при градиенте скорости по нормали к направлению движения dw/dn, равном единице, т.е. $\mu = \dfrac{\tau}{dw/dn}$ $Н \cdot с/м^2$. Наряду с коэффициентом динамической вязкости μ часто используется коэффициент кинематической вязкости $\nu = \mu/\rho$ $м^2/с$. Коэффициенты μ и ν существенно зависят от температуры. У капельных жидкостей вязкость почти не зависит от

давления и значительно уменьшается при повышении температуры. У газов μ увеличивается с ростом температуры и практически не зависит от давления (например, при повышении давления воздуха от 0,1 до 10 МПа μ возрастает на 10%). Коэффициент кинематической вязкости ν обратно пропорционален плотности газа, и поэтому сильнее, чем μ, возрастает с повышением температуры, и обратно пропорционален давлению.

Тепловое расширение жидкости характеризуется температурным коэффициентом объемного расширения $\beta = (1/V)(\partial V/\partial T)$ $\frac{1}{К}$, равным относительному изменению удельного объема $V = 1/\rho$ при увеличении температуры на один градус и постоянном давлении. Для капельных жидкостей коэффициент β сравнительно мал и положителен (исключение составляет вода при $t < 4°С$, когда $\beta < 0$). Для идеального газа $\beta = 1/T$ $1/К$.

Процесс конвективного теплообмена зависит от природы возникновения движения жидкости. Различают вынужденную и естественную (свободную) конвекцию.

В первом случае жидкость или газ движутся за счет внешних поверхностных сил, приложенных на границе системы, или однородного поля массовых сил, приложенных к жидкости внутри системы, или за счет кинетической энергии, сообщенной жидкости или газу вне системы.

Во втором случае движение жидкости вызывается действием неоднородного поля массовых сил, приложенных к частицам жидкости внутри системы и обусловленных внешними полями (гравитационным, магнитным, электрическим). Например, свободное гравитационное движение вызывается действием гравитационного поля в системе с неоднородным распределением плотности жидкости, которое является следствием неоднородного распределения температуры.

Вынужденное движение может сопровождаться свободным движением. Относительное влияние последнего тем больше, чем значительнее разница температур отдельных частиц жидкости и меньше скорость вынужденного движения. При высоких скоростях вынужденного движения влияние свободной конвекции пренебрежимо мало.

Главная трудность в использовании основного закона теплоотдачи заключается в определении коэффициента теплоотдачи (2). Практически изучение процесса теплоотдачи сводится к нахождению зависимости коэффициента теплоотдачи от различных факторов.

Существенное влияние на процесс конвективного теплообмена оказывает характер движения жидкости, так как им определяется механизм переноса тепла. При ламинарном режиме течения частицы жидкости движутся не перемешиваясь, и перенос тепла по нормали к направлению движения осуществляется путем теплопроводности. При турбулентном режиме течения частицы жидкости движутся неупорядоченно, хаотически, направление и скорость движения отдельных частиц непрерывно меняются, а перенос тепла по нормали к направлению осредненного движения осуществляется как за счет теплопроводности, так и за счет пульсаций (конвекции), при этом пульсационный перенос тепла может во много раз превышать передачу его путем теплопроводности.

Форма и размеры поверхности теплообмена значительно влияют на теплоотдачу. Существует большое многообразие поверхностей теплообмена. Даже из тел простейшей формы, например плиты или трубы, можно составить множество теплоотдающих поверхностей. Так, плита может быть с одной или двумя теплоотдающими поверхностями, может располагаться вертикально, горизонтально или наклонно. Из труб можно собрать различные теплоотдающие пучки; обтекание труб снаружи может быть продольным, поперечным и т.д. Каждая такая поверхность создает специфические условия для движения частиц жидкости и теплоотдачи.

I. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА

При изучении процессов теплообмена применяются главным образом феноменологический метод исследования, который заключается в следующем [3]:

1. Теплоноситель представляют как сплошную среду. Его молекулярную структуру не рассматривают, а микроскопический механизм переноса тепла учитывают посредством параметров (коэффициента вязкости μ, теплопроводности λ, плотности ρ, теплоемкости c_p), характеризующих физические свойства вещества. Последние полагают заданными.

2. Для составления математического описания процессов теплообмена используют первый закон термодинамики, закон сохранения вещества и закон сохранения количества движения.

3. Для составления замкнутой системы дифференциальных уравнений используют гипотезы Био – Фурье (о пропорциональности вектора плотности теплового потока за счет теплопроводности и вектора градиента температуры) и Ньютона (о пропорциональности касательного напряжения трения между двумя слоями движущейся вязкой жидкости и градиента скорости по нормали к направлению движения).

При феноменологическом методе исследования процесс передачи тепла будет однозначно определяться полями скоростей $\overline{w}$, давлений p и температур T в зависимости от координат x, y, z и времени τ. Для стационарного процесса $\overline{w}$, p, T зависят только от x, y, z.

Для определения пяти неизвестных (трех компонент вектора скорости $\overline{w}$, p и T) необходимо иметь пять уравнений. Их получают из основных законов физики (законов сохранения массы, количества движения и энергии) с использованием закона вязкого трения Ньютона и закона теплопроводности Био – Фурье. Найденные таким образом уравнения называют уравнениями неразрывности, движения и энергии. В сочетании с зависимостями теплофизических свойств жидкости от температуры и давления, геометрическими параметрами, граничными и начальными условиями они составляют замкнутую систему уравнений, описывающую процесс конвективного теплообмена и движения жидкости.

Вывод уравнений неразрывности и движения можно найти, например, в работе [8]. Для однофазной, химически однородной, изотропной, несжимаемой жидкости эти уравнения имеют следующий вид:

1. Уравнение энергии:

$$\rho c_p \left[\frac{\partial T}{\partial \tau} + w_x\frac{\partial T}{\partial x} + w_y\frac{\partial T}{\partial y} + w_z\frac{\partial T}{\partial z}\right] =$$

$$= \frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial z}\right) + q_v + \mu\Phi, \qquad (3)$$

где w_x, w_y, w_z – проекции скорости на оси x, y, z; q_v – плотность внутренних источников тепловыделения; Φ – функция рассеяния (диссипации) механической энергии потока:

$$\Phi = \mu\left\{2\left[\left(\frac{\partial w_x}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial w_y}{\partial y}\right)^2 + \left(\frac{\partial w_z}{\partial z}\right)^2\right] + \right.$$

$$\left. + \left(\frac{\partial w_x}{\partial y} + \frac{\partial w_y}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial w_x}{\partial z} + \frac{\partial w_z}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial w_y}{\partial z} + \frac{\partial w_z}{\partial y}\right)^2\right\}.$$

2. Уравнения движения в проекциях на оси x, y, z (уравнения Навье – Стокса):

$$\rho\left(\frac{\partial w_x}{\partial \tau} + w_x\frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y\frac{\partial w_x}{\partial y} + w_z\frac{\partial w_x}{\partial z}\right) =$$

$$= \rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(2\mu\frac{\partial w_x}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu\, \mathrm{div}\, \overline{w}\right) +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial y}\left[\mu\left(\frac{\partial w_x}{\partial y} + \frac{\partial w_y}{\partial x}\right)\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\mu\left(\frac{\partial w_x}{\partial z} + \frac{\partial w_z}{\partial x}\right)\right];$$

$$
\left.\begin{aligned}
&\rho\left(\frac{\partial w_y}{\partial \tau}+w_x\frac{\partial w_y}{\partial x}+w_y\frac{\partial w_y}{\partial y}+w_z\frac{\partial w_y}{\partial z}\right)=\\
&=\rho g_y-\frac{\partial p}{\partial y}+\frac{\partial}{\partial x}\left[\mu\left(\frac{\partial w_y}{\partial x}+\frac{\partial w_x}{\partial y}\right)\right]+\\
&+\frac{\partial}{\partial y}\left(2\mu\frac{\partial w_y}{\partial y}-\frac{2}{3}\mu\,\mathrm{div}\,\overline{w}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left[\mu\left(\frac{\partial w_y}{\partial z}+\frac{\partial w_z}{\partial y}\right)\right];\\
&\rho\left(\frac{\partial w_z}{\partial \tau}+w_x\frac{\partial w_z}{\partial x}+w_y\frac{\partial w_z}{\partial y}+w_z\frac{\partial w_z}{\partial z}\right)=\\
&=\rho g_z-\frac{\partial p}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial x}\left[\mu\left(\frac{\partial w_z}{\partial x}+\frac{\partial w_x}{\partial z}\right)\right]+\\
&+\frac{\partial}{\partial y}\left[\mu\left(\frac{\partial w_z}{\partial y}+\frac{\partial w_y}{\partial z}\right)\right]+\frac{\partial}{\partial z}\left(2\mu\frac{\partial w_z}{\partial z}-\frac{2}{3}\mu\,\mathrm{div}\,\overline{w}\right),
\end{aligned}\right\} \quad (4)
$$

где g_x, g_y, g_z – проекции вектора ускорения свободного падения.

3. Уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau}+\frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z}=0. \quad (5)$$

К уравнениям (3) – (5) добавляют зависимости физических свойств жидкости от давления и температуры:

$$\rho=\rho(p,T); \quad c_p=c_p(p,T); \quad \lambda=\lambda(p,T); \quad \mu=\mu(p,T). \quad (6)$$

Уравнения (3) – (5) получены для несжимаемой жидкости. Однако они с достаточной точностью справедливы и для сжимаемых жидкостей (например, газов), если скорость их течения значительно меньше звуковой.

Уравнения (3) – (5) справедливы для ламинарного и турбулентного движения жидкости или газа, однако при турбулентном движении под скоростью $\overline{w}(w_x, w_y, w_z)$, давлением p и температурой T понимают местные мгновенные значения этих параметров.

Для решения уравнений (3) – (5) необходимо задать краевые условия (или условия однозначности), к которым относятся:

1. Геометрические условия, характеризующие форму и размеры тела, омываемого жидкостью.

2. Граничные условия, характеризующие распределение скорости, давления и температуры на поверхности тела S и во входном и выходном сечениях канала.

При феноменологическом описании процессов теплообмена скорость на поверхности тела S принимают равной нулю, так как жидкость прилипает к поверхности, т.е.

$$\overline{w}(S)=0. \quad (7)$$

При течении жидкости в каналах граничные условия для температурного поля могут быть заданы в виде изменения температуры на поверхности тела (граничные условия первого рода)

$$T=T(S,\tau) \quad (8)$$

или в виде изменения плотности теплового потока (граничные условия второго рода)

$$q=q(S,\tau). \quad (9)$$

3. Начальные условия, характеризующие распределение скорости, температуры и давления в начальный момент времени при $\tau=0$:

$$\overline{w}=\overline{w}(x,y,z,0); \quad T=T(x,y,z,0); \quad p=p(x,y,z,0). \quad (10)$$

Для стационарного процесса граничные условия по времени не изменяются, а начальные условия не требуются.

Для ламинарного течения система уравнений (3) – (5) с учетом (6) – (10) является замкнутой. В общем случае получить аналитическое решение не удается, поэтому задачу решают численно, исходя из возможностей современных вычислительных машин.

Для турбулентного течения рассматриваемая система уравнений незамкнута, так как для мгновенных значений параметров задача является нестационарной, а имеющихся представлений о турбулентном течении недостаточно для задания начальных условий (10). Поэтому для замыкания системы необходимы дополнительные гипотезы, опирающиеся на экспериментальные данные. Если приближенное теоретическое решение получить невозможно, применяют метод подобия для определения вида критериальной зависимости и на основе экспериментальных исследований находят количественную связь между критериями подобия. Таким образом, для исследования теплопередачи характерно сочетание теоретических и экспериментальных методов.

Для турбулентного течения уравнения Навье – Стокса были преобразованы Рейнольдсом следующим образом. Для стационарного режима значения скоростей и температур в турбулентном потоке за достаточно большой промежуток времени в среднем остаются постоянными. Истинные (мгновенные) значения скоростей и температур непрерывно отклоняются от среднего значения по величине, а для скорости – и по направлению.

Истинные значения параметров можно представить в виде суммы их средних величин и пульсационных составляющих, т.е. $f(\tau)=\bar f+f'(\tau)$, где f – функция, характеризующая изменение скорости, давления или температуры; $\bar f$ – осредненная по времени соответствующая величина; f' – пульсационная составляющая. Отметим, что

$$\bar f=\frac{1}{\Delta\tau}\int\limits_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} f(\tau)\,d\tau;$$

$$\overline{f'}(\tau)=\frac{1}{\Delta\tau}\int\limits_{\tau}^{\tau+\Delta\tau} f'(\tau)\,d\tau=0.$$

Применение этого правила осреднения позволяет получить из (3) – (5) уравнения Рейнольдса, причем для течения в каналах пренебрегают изменением пульсационных составляющих по направлению продольной оси канала x, изменением давления по оси y, нормальной к поверхности теплообмена, и влиянием силы тяжести:

$$\left.\begin{aligned}
&\rho\frac{\partial w_x}{\partial\tau}+\rho w_x\frac{\partial w_x}{\partial x}+\rho w_y\frac{\partial w_x}{\partial y}+\rho w_z\frac{\partial w_x}{\partial z}=\\
&=-\frac{\partial p}{\partial x}+\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial w_x}{\partial y}-\rho\overline{w_x'w_y'}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial w_x}{\partial z}-\rho\overline{w_x'w_z'}\right);\\
&\frac{\partial p}{\partial y}=0;\\
&\rho\frac{\partial w_z}{\partial\tau}+\rho w_x\frac{\partial w_z}{\partial x}+\rho w_y\frac{\partial w_z}{\partial y}+\rho w_z\frac{\partial w_z}{\partial z}=\\
&=-\frac{\partial p}{\partial z}+\frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial w_z}{\partial y}-\rho\overline{w_z'w_y'}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\mu\frac{\partial w_z}{\partial z}-\rho\overline{w_z'w_z'}\right);\\
&\frac{\partial\rho}{\partial\tau}+\frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y}+\frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z}=0;\\
&\rho c_p\left(\frac{\partial T}{\partial\tau}+w_x\frac{\partial T}{\partial x}+w_y\frac{\partial T}{\partial y}+w_z\frac{\partial T}{\partial z}\right)=\\
&=\frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial y}-\rho c_p\overline{T'w_y'}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda\frac{\partial T}{\partial z}-\rho c_p\overline{T'w_z'}\right)+q_v,
\end{aligned}\right\}\quad(11)$$

где w, p, T – осредненные значения за период турбулентных пульсаций; T', w' – пульсационные составляющие.

Из (11) видно, что в осредненном движении турбулентные пульсации вызывают появление членов $\rho\overline{w_x'w_y'}$, $\rho\overline{w_x'w_z'}$, $\rho\overline{w_z'w_y'}$, $\rho\overline{w_z'w_z'}$, $\rho c_p\overline{T'w_y'}$, $\rho c_p\overline{T'w_z'}$, аналогичных по смыслу членам вязкого трения и теплопроводности и называемых членами турбулентных трений и теплопроводности. Выражают они перенос количества движения и тепла молярными объемами жидкости, перемещающимися вследствие пульсаций скорости в потоке.

По аналогии с μ и λ вводят коэффициенты турбулентной вязкости $\mu_т$ и теплопроводности $\lambda_т$, которые определяют из следующих зависимостей:

$$\tau_{т\,x,y}=(\mu_т)_{xy}\frac{\partial w_x}{\partial y}=-\rho\overline{w_x'w_y'};\qquad(12)$$

$$q_{т(y)}=-(\lambda_т)_y\frac{\partial T}{\partial y}=\rho c_p\overline{T'w_y'}.\qquad(13)$$

Если предположить, что коэффициенты турбулентной вязкости $\mu_т$ и теплопроводности $\lambda_т$ в каждой точке пространства одинаковы по всем направлениям, т.е. изотропны:

$$(\mu_т)_{xy}=(\mu_т)_{xz}=(\mu_т)_{zy}=(\mu_т)_{zz}=\mu_т;\qquad(14)$$

$$(\lambda_т)_y=(\lambda_т)_z=\lambda_т,\qquad(15)$$

то уравнения для осредненного турбулентного движения примут вид, аналогичный уравнениям для ламинарного движения, если под коэффициентами вязкости и теплопроводности понимать их суммарные значения

$$\mu_Σ=\mu+\mu_т;\qquad\lambda_Σ=\lambda+\lambda_т.\qquad(16)$$

В отличие от μ и λ коэффициенты $\mu_т$ и $\lambda_т$ зависят не только от температуры и давления, но и от скорости течения, расстояния от стенки, шероховатости стенки и других параметров.

Ввиду невозможности решения полной системы уравнений Навье – Стокса для определения коэффициентов $\mu_т$ и $\lambda_т$ применяют экспериментальные методы.

Для нахождения коэффициента теплоотдачи при решении данной системы уравнений используют закон Био – Фурье

$$q=-\lambda(\partial T/\partial n)_{n=0},\qquad(17)$$

так как у поверхности твердого тела имеется слой неподвижной жидкости и тепло переносится только за счет теплопроводности. Здесь n – нормаль к поверхности тела.

Приравняв величины плотности теплового потока, полученные по (2) и (17), найдем

$$\alpha = -\frac{\lambda}{T_w - T_f}(\partial T/\partial n)_{n=0}. \qquad (18)$$

Выражение (18) называют дифференциальным уравнением теплообмена. Оно характеризует процесс теплообмена на границах тела ($n=0$).

2. ОДНОМЕРНОЕ ОПИСАНИЕ ТЕЧЕНИЯ И ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛАХ. КОЭФФИЦИЕНТЫ ТЕПЛООТДАЧИ И ГИДРАВЛИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ

Решение трехмерной системы уравнений (3) – (5) или (II) позволяет определить поля скоростей, давлений и температур в рассматриваемой области. Однако на практике при решении задач конвективного теплообмена в каналах знать эти поля, как правило, не требуется, а вполне достаточно знать лишь распределение по длине канала среднемассовой температуры потока, среднерасходной скорости, температуры стенки, а также перепада давлений. Поскольку теоретическое решение системы (3) – (5) затруднено в связи с большим объемом вычислений и невозможностью для турбулентных течений получить замкнутую систему уравнений, наиболее целесообразным представляется построение инженерных методов расчета на основе одномерного описания процессов в теплоносителе. Такой подход существенно упрощает математическую формулировку задачи, делая ее вполне разрешимой для численного расчета. В этом случае уравнения движения энергии и неразрывности примут вид [9-II]

$$\frac{G}{w}\frac{\partial w}{\partial \tau} + G\frac{\partial w}{\partial x} = F\rho g_x - F\frac{\partial p}{\partial x} - \xi\frac{\rho w^2}{2d_э}F\,; \qquad (19)$$

$$\frac{Gc_p}{w}\frac{\partial T_f}{\partial \tau} + Gc_p\frac{\partial T_f}{\partial x} = Uq_w\,; \qquad (20)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau}F + \frac{\partial G}{\partial x} = 0. \qquad (21)$$

Здесь плотность теплового потока на стенке q_w определяется по (2); коэффициент гидравлического сопротивления

$$\xi = -\frac{\delta\,\partial p/\partial x}{(\rho w^2/2)d_э}, \qquad (22)$$

где δ – доля продольного градиента давления $\partial p/\partial x$, расходуемая на трение и формирование профиля скорости (помимо этого, в практических расчетах необходимо учитывать потери давления на ускорение потока и на местные сопротивления); ρ – средняя плотность жидкости, отнесенная к среднемассовой температуре потока T_f и давлению p в сечении x ; $d_э$ – эквивалентный диаметр канала; U и F – соответственно периметр и площадь поперечного сечения канала; $G=\rho wF$ – массовый расход теплоносителя; w – среднерасходная скорость; T_f – среднемассовая температура потока в рассматриваемом сечении канала; c_p – теплоемкость, отнесенная к T_f ; g_x – проекция ускорения массовых сил на продольную ось канала x ; τ – время.

Уравнение (20) записано в предположении, что подводом тепла путем продольных перетечек и диссипаций энергии из-за трения можно пренебречь ввиду его малости по сравнению с подводом тепла к теплоносителю от стенок канала.

В общем случае систему уравнений (19) – (21) необходимо дополнить уравнением теплопроводности для стенок канала

$$\rho_w c_w \frac{\partial T}{\partial \tau} = div\,(\lambda_m\, grad\, T) + q_v\,, \qquad (23)$$

поскольку поля температур в стенке и потоке взаимосвязаны, т.е. задача является сопряженной. В (23) ρ_w, c_w, λ_w – плотность, теплоемкость и коэффициент теплопроводности материала стенки канала, q_v – плотность внутренних источников тепла в стенке канала.

Система (19) – (21), (23) замыкается, если известны уравнения для ξ и α . Эти уравнения, как правило, можно получить экспериментально.

В ряде случаев задачу можно решить и в несопряженной постановке. Например, если в стационарном режиме задана плотность теплового потока на стенке q_w , то для решения уравнений (19) – (21) уравнение (23) не нужно. Температуру стенки находят по известному коэффициенту теплоотдачи из уравнения (2).

Остановимся подробнее на понятиях среднерасходной скорости и среднемассовой температуры потока. Рассмотрим течение теплоносителя по каналу, на стенках которого задана плотность теплового потока q_w . На рис. I показаны профили скорости и температуры теплоносителя по сечению канала (для круглой трубы – по радиусу R). Среднерасходную скорость определяют по формуле

$$w = G/\rho F, \qquad (24)$$

а среднемассовую температуру находят из выражения

$$T_f = \frac{\int\limits_F c_p \rho\, w_x\, T\, dF}{\int\limits_F c_p \rho\, w_x\, dF}\,. \tag{25}$$

Иногда T_f называют средней по энтальпии температурой жидкости. Если изменением c_p и ρ в данном сечении можно пренебречь, то формула (25) принимает вид

$$T_f = \frac{\int\limits_F w_x\, T\, dF}{\int\limits_F w_x\, dF} = \frac{1}{V}\int\limits_F w_x\, T\, dF\,, \tag{26}$$

где V – объемный расход жидкости, м^3/с; величина T_f показана на рис. I.

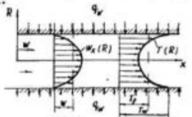

Рис. I

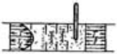

Рис. 2

Получить значение среднемассовой температуры жидкости расчетным путем трудно, так как для этого необходимо знать распределение температур и скоростей по сечению канала, а при переменных ρ и c_p – их зависимости от температуры. Среднемассовую температуру потока проще получить экспериментально, для чего в канале надо поставить перемешивающее устройство, например несколько перегородок, поворачивающих поток (рис. 2). Если в этом устройстве поток адиабатен, то за ним температура потока будет постоянной по сечению и равной T_f. Ее можно измерить (рис. 2).

При заданной плотности теплового потока на стенке $q_w(x)$ распределение среднемассовой температуры потока по длине канала можно получить из уравнения энергии (20). Для стационарного процесса

$$G c_p \frac{\partial T_f}{\partial x} = U q_w\,, \tag{27}$$

и температура теплоносителя будет определяться как

$$T_f(x) = T_{f_0} + \int_0^x \frac{q_w U}{c_p G}\, dx\,, \tag{28}$$

где T_{f_0} – температура жидкости на входе в канал.

Найденный для заданного сечения канала x коэффициент

$$\alpha(x) = \frac{q_w(x)}{T_w(x) - T_f(x)} \tag{29}$$

называется местным коэффициентом теплоотдачи.

В общем случае коэффициент теплоотдачи может изменяться вдоль поверхности теплообмена. Для расчета теплопередачи обычно нужно знать среднее по поверхности значение коэффициента теплоотдачи. Если значение α изменяется по длине канала (и не меняется по его периметру для данного сечения), то его среднее значение $\bar{\alpha}$ следует определять как частное от деления средней плотности теплового потока на средний температурный напор:

$$\bar{\alpha} = \frac{\bar{q}_w}{\overline{\Delta T}} = \frac{\frac{1}{x_0}\int_0^{x_0} q_w(x)\, dx}{\frac{1}{x_0}\int_0^{x_0} \Delta T(x)\, dx} = \frac{\int_0^{x_0} \alpha(x)\, \Delta T(x)\, dx}{\int_0^{x_0} \Delta T(x)\, dx}\,. \tag{30}$$

Здесь q_w и $\bar{q}_w$ – соответственно местные и средние значения плотности теплового потока; ΔT и $\overline{\Delta T}$ – местные и средние значения температурного напора, вычисляемого как разность среднемассовой температуры жидкости и температуры стенки; x_0 – длина канала, на которой ведется осреднение.

Среднее значение коэффициента теплоотдачи часто определяют как среднеинтегральное:

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{x_0}\int_0^{x_0} \alpha(x)\, dx\,. \tag{3I}$$

Осреднение по формулам (30) и (3I) может дать различные результаты.

При использовании формулы (30)

$$\bar{q}_w = \bar{\alpha}\,\overline{\Delta T} = \bar{\alpha}\,\frac{1}{x_0}\int_0^{x_0} \Delta T(x)\, dx\,, \tag{32}$$

и определение необходимой для практических расчетов средней плотности теплового потока сводится к нахождению из эмпирических формул среднего значения $\bar{\alpha}$ и к расчету среднеинтегрального температурного напора. Если же использовать $\bar{\alpha}$, полученное по (3I), то в расчет необходимо ввести специально подобранный средний температурный напор. Поэтому в настоящее время предпочтение отдается осреднению по формуле (30).

Поскольку при конвективном теплообмене температура жидкости переменна как по сечению канала, так и по его длине, осреднение температурного напора в ряде случаев становится довольно сложной задачей. Осреднение температуры жидкости по сечению канала рассмотрено выше. Далее определенную по формуле (25) среднемассовую температуру $T_f(x)$ будем осреднять по длине канала.

Средний температурный напор можно вычислить как среднеинтегральный (с учетом (28)):

$$\overline{\Delta T} = \pm \frac{1}{\ell}\int_0^\ell \left[T_w(x) - T_f(x)\right] dx =$$

$$= \pm \frac{1}{\ell}\int_0^\ell \left[T_w(x) - T_{f0} - \int_0^x \frac{q_w(x)\,U}{c_p G}\,dx\right] dx . \qquad (33)$$

Здесь ℓ – длина канала. В формуле (33) $q_w > 0$ при передаче тепла от стенки к потоку и $q_w < 0$ при обратном направлении теплового потока. Знак "плюс" берется при нагревании жидкости, знак "минус" – при охлаждении. Если $q_w(x) = const$ и $c_p = const$, то $T_f(x)$ линейна и

$$\overline{T}_f = (T_{f0} + T_{f\ell})/2 , \qquad (34)$$

где $T_{f\ell}$ – среднемассовая температура жидкости на выходе из канала.

В этом случае

$$\overline{\Delta T} = \pm \left[\frac{1}{\ell}\int_0^\ell T_w(x)\,dx - (T_{f0} + T_{f\ell})/2\right]. \qquad (35)$$

Обычно в теплообменных аппаратах плотность теплового потока меняется по длине. При этом с достаточной для практики точностью используется среднелогарифмический температурный напор

$$\overline{\Delta T}_{лог} = \frac{\Delta T_0 - \Delta T_\ell}{\ln \dfrac{\Delta T_0}{\Delta T_\ell}} = \frac{(T_{w0} - T_{f0}) - (T_{w\ell} - T_{f\ell})}{\ln \dfrac{T_{w0} - T_{f0}}{T_{w\ell} - T_{f\ell}}} , \qquad (36)$$

где $T_{w0}, T_{w\ell}$ – температура стенки соответственно во входном и выходном сечениях канала.

При $T_w = const$ по длине канала (рис. 3) формула (36) принимает вид

$$\overline{\Delta T}_{лог} = \frac{T_{f0} - T_{f\ell}}{\ln \dfrac{T_{f0} - T_w}{T_{f\ell} - T_w}} , \qquad (37)$$

и средняя по длине канала температура жидкости будет

$$T_f = T_w \pm \overline{\Delta T}_{лог} . \qquad (38)$$

Знак "плюс" берется при охлаждении жидкости, знак "минус" – при нагревании. Использование в расчетах среднелогарифмического температурного напора предполагает, что коэффициенты теплоотдачи определены по уравнению (3I).

Если $\Delta T_\ell/\Delta T_0 > 0{,}5$, то среднюю температуру жидкости можно вычислять как среднеарифметическое величин T_{f0} и $T_{f\ell}$. При этом температурный напор находят по (35). Ошибка в определении температурного напора не превышает 4%.

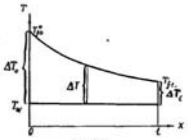

Рис. 3

Коэффициент гидравлического сопротивления ξ получают теоретическим или экспериментальным путем. Для стационарного течения жидкости уравнение (I9) принимает вид

$$\Delta p = p_0 - p_\ell = \overline{\xi}\,\frac{\rho w^2}{2}\cdot\frac{\ell}{d_э} - \rho\overline{g}_x\,\ell , \qquad (39)$$

где $\overline{\xi} = \frac{1}{\ell}\int_0^\ell \xi(x)\,dx$ – средний на длине ℓ коэффициент гидравлического сопротивления; $\overline{g}_x = \frac{1}{\ell}\int_0^\ell g_x(x)\,dx$ – средняя проекция ускорения массовых сил на продольную ось канала.

Для стационарного течения газов $(\rho = var)$ с учетом $G = \rho w F$ из уравнения (I9) получаем

$$-dp = \frac{G}{F}\,dw + \xi\,\frac{G^2}{2\rho F^2 d_э}\,dx - \rho g_x\,dx . \qquad (40)$$

Интегрирование (40) по длине канала дает

$$\Delta p = p_0 - p_\ell = \frac{G}{F}(w_\ell - w_0) + \overline{\xi}\,\frac{G^2}{2\overline{\rho}F^2}\cdot\frac{\ell}{d_э} - \overline{\rho}\overline{g}_x\,\ell , \qquad (4I)$$

где $\overline{\xi}, \overline{\rho}, \overline{g}_x$ – среднеинтегральные значения соответствующих величин по длине канала ℓ ; w_ℓ и w_0 – среднерасходные скорости теплоносителя в конце и начале канала.

Используя уравнение состояния $p = \rho R T$, формулу (4I) можно записать так:

$$\Delta p = \frac{G^2 R}{F^2}\left(\overline{\xi}\,\frac{\overline{T}}{2\overline{p}}\cdot\frac{\ell}{d_э} + \frac{T_\ell}{p_\ell} - \frac{T_0}{p_0}\right) - \frac{\overline{p}\,\ell}{R\overline{T}}\,g_x , \qquad (42)$$

где T_0, T_ℓ – температура потока на входе и выходе; $\overline{T}$, $\overline{p}$ – средние по длине канала значения температуры и давления.

Так как в выражении (41) обычно неизвестны w_ℓ и $\overline{\rho}$, а в уравнении (42) – $\overline{p}_\ell$, $\overline{p}$, $\overline{T}$, то задачу решают методом последовательных приближений.

В эксперименте средний коэффициент гидравлического сопротивления $\overline{\xi}$ для жидкости определяют по формуле (39), а для газов – по формуле (41). Если ρ, w и ξ по длине канала не изменяются, то потери давления получают как

$$\Delta p = p_0 - p_\ell = \xi \frac{\ell}{d_э} \cdot \frac{\rho w^2}{2}. \qquad (43)$$

3. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛООБМЕНА И ГИДРОДИНАМИКИ ПРИ ТЕЧЕНИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В КАНАЛАХ

Особенности теплообмена и гидродинамики при течении теплоносителя в канале рассмотрим на примере течения его в трубе.

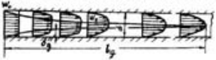

Рис. 4

Течение жидкости вблизи входного сечения канала подобно течению ее в пограничном слое при обтекании плоской пластины. Характер изменения профилей скоростей течения жидкости на входном участке трубы показан на рис. 4. Во входном сечении трубы ($x = 0$), если кромки ее округлены, а жидкость поступает из достаточно большого резервуара, скорость течения распределяется равномерно. Вследствие действия сил трения и прилипания жидкости к стенке в потоке возникает пристенный слой заторможенной жидкости, называемый динамическим пограничным слоем δ_g. На входе $\delta_g = 0$, но по мере удаления от входного сечения δ_g постепенно нарастает. Скорость жидкости в пограничном слое в направлении, перпендикулярном стенке, изменяется от нуля на стенке до значения ее в ядре потока. Поскольку ядро потока не испытывает тормозящего действия сил трения, распределение скорости в ядре сохраняется равномерным. По мере удаления от входа толщина пограничного слоя возрастает, размеры ядра потока сокращаются, а скорость в нем увеличивается (вследствие постоянства расхода через любое сечение трубы). На некотором расстоянии от входа пограничные слои сомкнутся (для круглой трубы толщина пограничного

слоя δ_g станет равной ее радиусу). В этом сечении заканчивается формирование профиля скорости, и при дальнейшем увеличении расстояния от входа он не изменяется по длине (в случае изотермического движения несжимаемой жидкости).

Течение жидкости в канале, которому соответствует определенный закон распределения скорости, не зависящий от распределения ее во входном сечении, называется гидродинамически стабилизированным течением. Расстояние от входа в канал, на котором происходит преобразование профиля скорости от входного до гидродинамически стабилизированного, называется начальным участком гидродинамической стабилизации и обозначается ℓ_g (рис. 4). При $x \geq \ell_g$ течение является гидродинамически стабилизированным.

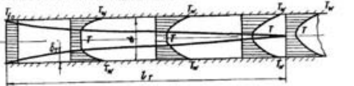

Рис. 5

Аналогичная картина происходит и с распределением температур. На рис. 5 показан характер изменения профилей температур на входном участке трубы. Во входном сечении трубы температура потока распределяется равномерно. Если температура стенки трубы отличается от температуры потока на входе (на рис. 5 температура потока ниже температуры стенки), то возникает конвективный теплообмен и начинается образование теплового пограничного слоя. В сечении, соответствующем началу обогрева или охлаждения, толщина теплового пограничного слоя равна нулю, но с удалением от этого сечения тепловой пограничный слой нарастает и на некотором расстоянии $\ell_т$ (рис. 5) заполняет все сечение, т.е. наступает тепловая стабилизация.

Расстояние от места начала обогрева или охлаждения до точки смыкания тепловых пограничных слоев называется начальным участком тепловой стабилизации. При стабилизированном тепловом течении теплоносителя в канале ($x \geq \ell_т$) в случае, если тепловой поток по длине канала не изменяется и теплофизические свойства жидкости

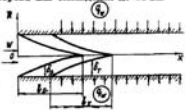

Рис. 6

остаются постоянными, профиль температуры, а значит, и коэффициент теплоотдачи по длине канала не изменяются. Если сечение, в котором начинается обогрев или охлаждение, совпадает с входным сечением канала, то тепловой и динамический пограничный слои формируются одновременно. Если же в начале канала имеется изотермический участок и обогрев или охлаждение начинается на некотором расстоянии от входа, то тепловой пограничный слой формируется внутри уже образовавшегося или образующегося динамического слоя (рис. 6). Таким образом, характер изменения коэффициентов теплоотдачи и гидравлического сопротивления на начальном участке и в зоне стабилизированного течения будет принципиально отличаться. На начальном участке эти коэффициенты зависят от продольной координаты x и от расположения точки начала обогрева или охлаждения относительно входного сечения. Для определения теплообмена и сопротивления на начальном участке канала широко применяют методы, используемые при расчете пограничных слоев [I].

4. ОБЩИЙ ВИД КРИТЕРИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛАХ. ОПРЕДЕЛЯЮЩИЙ РАЗМЕР. ОПРЕДЕЛЯЮЩАЯ ТЕМПЕРАТУРА

При экспериментальном исследовании процессов конвективного теплообмена для обобщения опытных данных и определения вида критериальных зависимостей используют метод подобия.

Для определения влияния на теплообмен какой-либо величины остальные надо сохранить неизменными, что не всегда возможно из-за большого числа переменных. При проведении эксперимента необходима уверенность, что результаты, полученные для какого-либо процесса на конкретной установке (модели), можно перенести и на другие аналогичные процессы. Эти трудности помогает разрешить теория подобия.

С помощью теории подобия размерные физические величины можно объединить в безразмерные комплексы, причем таким образом, что число комплексов будет меньше числа величин, из которых составлены эти комплексы. Полученные безразмерные комплексы можно рассматривать как новые переменные.

При введении в уравнения безразмерных комплексов число величин под знаком функции формально сокращается, что упрощает исследование физических процессов. Кроме того, новые безразмерные переменные отражают влияние не только отдельных факторов, но и их совокупности, что позволяет легче определять физические связи в исследуемом процессе.

При приведении уравнений конвективного теплообмена к безразмерному виду помимо безразмерных температур, компонент скорости, координат и времени $a\tau/l^2$ образуются безразмерные комплексы, состоящие из разнородных физических величин

$$\alpha l/\lambda; \quad wl/\nu; \quad wl/a; \quad g\beta\Delta T l^3/\nu^2; \quad \Delta p/\rho w^2.$$

Эти комплексы называются критериями подобия или числами подобия. Здесь l – характерный или определяющий размер; w – определяющая скорость движения жидкости (обычно для каналов в качестве определяющей принимается среднерасходная скорость); g – ускорение свободного падения; ΔT – разность температур жидкости и стенки; Δp – перепад давлений в канале; λ, a, ν, β – коэффициенты теплопроводности, температуропроводности, кинематической вязкости, объемного расширения.

Безразмерный комплекс

$$Nu = \alpha l/\lambda \tag{44}$$

называют критерием Нуссельта. Он характеризует теплообмен на границе "стенка – жидкость" и в задачах конвективного теплообмена обычно является искомой величиной, поскольку в него входит определяемая величина α.

Безразмерный комплекс

$$Re = wl/\nu \tag{45}$$

называют критерием Рейнольдса. Он характеризует соотношение сил инерции и сил вязкости в потоке.

Безразмерный комплекс

$$Pe = wl/a \tag{46}$$

называют критерием Пекле. Он характеризует отношение тепла, переносимого конвекцией, к теплу, переносимому теплопроводностью.

Безразмерный комплекс

$$Gr = g\beta\Delta T l^3/\nu^2 \tag{47}$$

называют критерием Грасгофа. Он характеризует соотношение между подъемными силами, возникающими в жидкости из-за разности плотностей, и силами вязкости.

Безразмерный комплекс

$$Eu = \Delta p/\rho w^2 \tag{48}$$

называют критерием Эйлера. Он характеризует отношение перепада давления к скоростному напору и в задачах конвективного теплообмена обычно является определяемой величиной. Коэффициент гидравлического сопротивления ξ связан с критерием Эйлера Eu простым соотношением

$$\xi = \frac{\Delta p}{(l/d_э)(\rho w^2/2)} = \frac{2Eu}{l/d_э}. \tag{49}$$

Безразмерная величина $Pr = Pe/Re = \nu/a$ представляет собой новый критерий, называемый критерием Прандтля. Он целиком составлен из физических параметров, и поэтому сам является физическим параметром. Его можно записать в следующем виде:

$$Pr = \nu/a = \mu c_p/\lambda, \tag{50}$$

где μ – коэффициент динамической вязкости; c_p – теплоемкость.

Критерий Прандтля может служить мерой подобия полей температур и скоростей.

Для газов критерий Pr практически не зависит от температуры и давления. Для конкретного газа он является величиной постоянной, определяемой атомностью газа. В соответствии с кинетической теорией значения Pr для идеальных одно-, двух-, трех- и многоатомных (четырехатомных и более) газов равны соответственно 0,67; 0,72; 0,80; 1,00. Значения Pr для реальных газов несколько другие.

Для капельных жидкостей (вода, нефтепродукты) критерий Pr, как правило, изменяется в пределах от 1 до 200 и сильно зависит от температуры, в основном из-за изменения вязкости. При увеличении температуры значение критерия Pr резко снижается. Например, для воды на линии насыщения при изменении температуры от нуля до 18°C критерий Pr уменьшается от 13,7 до 1. Некоторые жидкости (глицерин, вязкие масла) при низких температурах имеют значения Pr, достигающие нескольких тысяч. Для жидкометаллических теплоносителей (натрия, калия, лития, ртути) критерий Pr изменяется в пределах 0,005...0,05. Столь низкие значения Pr объясняются их высокой теплопроводностью.

Безразмерное время $a\tau/l^2$ называют критерием Фурье:

$$Fo = a\tau/l^2. \tag{51}$$

Критерий Fo характеризует отношение времени протекания процесса τ ко времени перестройки температурного поля в жидкости, пропорциональному l^2/a.

Произведение критериев Gr и Pr называют критерием Релея:

$$Ra = Gr \cdot Pr = g\beta\Delta T l^3/\nu a. \tag{52}$$

В критерии Gr, Re, Pe, Nu, Fo входит характерный или определяющий размер l. Обычно при течении жидкости внутри трубы в качестве определяющего размера принимают внутренний диаметр трубы d.

Для каналов некруглой формы за определяющий размер принимают эквивалентный диаметр канала:

$$d_э = 4F/U, \tag{53}$$

где F – площадь поперечного сечения; U – полный омываемый периметр.

Например, для плоского канала (рис. 7,а) эквивалентный диаметр $d_э = 2bh/(b+h)$ (b – ширина, h – высота канала). Если $b >> h$ (плоская щель), то $d_э = 2h$. Для кольцевого канала с внутренним диаметром d_1 и наружным диаметром d_2 эквивалентный диаметр $d_э = d_2 - d_1$ (рис. 7,б). Для продольно омываемого пучка труб, если считать, что число труб бесконечно, эквивалентный диаметр $d_{э\infty} = [1,102(S/d)^2 - 1]d$ для шахматного расположения труб (рис. 7,в) и $d_{э\infty} = [1,273(S/d)^2 - 1]d$ для коридорного расположения труб (рис. 7,г). Здесь S/d – относительный шаг размещения труб в пучке.

Иногда при расчете теплообмена на начальном участке канала в качестве определяющего размера используют расстояние от входа x. Для обозначения выбранного определяющего размера критерии подобия часто снабжают соответствующими индексами. Например, $Nu_{d_э}$ означает, что определяющим размером в критерии Nu является эквивалентный диаметр $d_э$, а Re_x означает, что число Рейнольдса определено по x.

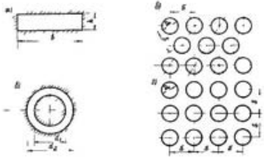

Рис. 7

Для определения процессов теплообмена важно знать не только диаметр $d_э$ трубы или канала, но и некоторые другие их характерные размеры. Например, при движении жидкости в прямой гладкой трубе в качестве дополнительного размера следует ввести ее длину $ℓ$ или расстояние от входа x (в безразмерном виде $L=ℓ/d$ и $X=x/d$). Для каналов сложной формы при изменении коэффициента теплоотдачи по периметру в ряде случаев также вводятся безразмерные координаты $Y=y/d_э$ и $Z=z/d_э$ или безразмерные параметры $L_1, \ldots, L_n$, характеризующие геометрию канала. Например, для продольно омываемых пучков труб в качестве безразмерного параметра используют относительные шаги труб $L_1=S_1/d$ (для кольцевых каналов $L=d_2/d_1$).

Входящие в критерии подобия физические свойства жидкости или газа ν, α, λ, β в общем случае зависят от температуры. Поэтому вводят понятие определяющей температуры, т.е. температуры, при которой находят значения физических свойств, входящих в критерии. При этом критерий снабжают соответствующим индексом. Чаще всего в качестве определяющей принимают среднемассовую температуру потока в рассматриваемом сечении T_f и среднюю температуру для канала в целом $\bar{T}_f$. В этом случае соответствующие критерии обозначают следующим образом: Nu_f, Re_f, Pr_f (в литературе определяющую температуру также обозначают индексами: ж – жидкость, г – газ, п – поток). Иногда в качестве определяющей используют температуру стенки T_w, и тогда критерии обозначают соответственно Nu_w, Re_w, Pr_w (в литературе эту температуру обозначают индексом "с" – стенка). При расчете свободной конвекции в качестве определяющей обычно принимают полусумму температур жидкости и стенки $T_m=(T_w+T_f)/2$, а соответствующие критерии обозначают как Nu_m, Gr_m, Pr_m (иногда эту температуру обозначают индексом "ср" – средняя).

Так как введение одной определяющей температуры не позволяет в общем случае учесть влияние переменности свойств среды на теплообмен, вводятся дополнительные безразмерные параметры ρ_f/ρ_w, c_{p_f}/c_{p_w}, μ_f/μ_w, λ_f/λ_w, составленные из физических свойств, взятых при температурах T_w и T_f.

Для газов эти свойства зависят в основном от температуры. Их соотношения имеют вид

$$\rho_f/\rho_w=(T_f/T_w)^{n_\rho};\ c_{p_f}/c_{p_w}=(T_f/T_w)^{n_c};\ \lambda_f/\lambda_w=(T_f/T_w)^{n_\lambda};\ \mu_f/\mu_w=(T_f/T_w)^{n_\mu}, \quad (54)$$

где $n_\rho, n_c, n_\lambda, n_\mu$ – постоянные, зависящие от природы газа и интервала температур.

В большинстве случаев $n_\rho = -1$. Поэтому в общем случае в критериальные уравнения теплообмена для газов с целью учета влияния переменности свойств среды достаточно ввести безразмерные параметры T_w/T_f, n_c, n_λ, n_μ, а для конкретного газа – только T_w/T_f.

Таким образом, в общем случае критериальное уравнение для местной теплоотдачи в канале имеет вид

$$Nu_f=f(Re_f, Pr_f, Gr_f, Fo_f, T_w/T_f, n_c, n_\lambda, n_\mu, X, Y, Z, L_1, \ldots, L_n). \quad (55)$$

В случае стационарного теплообмена в круглой трубе зависимость (55) можно упростить:

$$Nu_f=f(Re_f, Pr_f, Gr_f, T_w/T_f, n_c, n_\lambda, n_\mu, X). \quad (56)$$

Для конкретных газов зависимость (56) можно выразить в виде

$$Nu_f=f(Re_f, Pr_f, Gr_f, T_w/T_f, X) \quad (57)$$

или с учетом того, что $Pr_f = const$, можно записать

$$Nu_f=f(Re_f, Gr_f, T_w/T_f, X). \quad (58)$$

При слабом влиянии свободной конвекции, что характерно для турбулентного режима течения, а также для ламинарного режима при небольших ΔT и d, критериальное уравнение принимает вид

$$Nu_f=f(Re_f, T_w/T_f, X). \quad (59)$$

Для жидкостей с изменением температуры меняются c_p, μ, λ. Учесть влияние их изменения на теплообмен можно с помощью отношения Pr_f/Pr_w. Поскольку сильнее всего с изменением температуры у жидкостей меняется коэффициент вязкости, иногда вместо Pr_f/Pr_w в критериальные уравнения вводят μ_f/μ_w. Таким образом, критериальное уравнение для стационарного теплообмена в круглой трубе будет

$$Nu_f=f(Re_f, Pr_f, Gr_f, Pr_f/Pr_w, X), \quad (60)$$

а при слабом влиянии свободной конвекции

$$Nu_f=f(Re_f, Pr_f, Pr_f/Pr_w, X). \quad (61)$$

От аналогичных критериев в соответствующих условиях зависит критерий Эйлера или коэффициент гидравлического сопротивления ξ.

Уравнения типа (55) – (61) так же, как исходная система разных уравнений (3) – (5), описывают бесконечное множество конкретных процессов конвективного теплообмена. Они справедливы для любого процесса теплоотдачи между стенкой и жидкостью, удовлетворяющего принятым при выводе уравнений допущениям. Следовательно, эти уравнения описывают совокупность физических процессов, характеризующихся одинаковым механизмом переноса тепла. Различие отдельных физических процессов определяется с помощью условий однозначности, которые могут иметь разные численные значения.

Сформулированные ниже условия определяют подобие физических процессов [12]:

1. Подобные процессы должны быть качественно одинаковыми, т.е. они должны иметь одинаковую физическую природу и описываться одинаковыми по форме дифференциальными уравнениями.

2. Условия однозначности подобных процессов, кроме численных значений постоянных, должны быть одинаковыми.

3. Одноименные определяющие критерии подобных процессов должны иметь одинаковую численную величину.

Из первого и второго условий следует, что подобные процессы должны описываться одинаковыми (тождественными) безразмерными дифференциальными уравнениями и безразмерными граничными условиями. В безразмерной форме математическая формулировка рассматриваемых подобных процессов одна и та же. Следовательно, подобные процессы описываются одной формулой типа (55) - (6I), при этом функция f будет одной и той же для всех подобных процессов.

При соблюдении первых двух условий подобия исследуемые процессы будут зависеть от одних и тех же критериев. При соблюдении третьего условия, поскольку функции f одинаковы, определяемые одноименные критерии будут иметь одинаковую численную величину.

Зависимости (55) - (6I) получают обычно эмпирическим путем, и поэтому они применимы лишь в подтвержденных опытом пределах изменения аргументов. Конкретные эмпирические зависимости для расчета коэффициентов теплоотдачи гидравлического сопротивления будут рассмотрены ниже.

5. ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ ИЗОТЕРМИЧЕСКОМ ТЕЧЕНИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В ТРУБАХ

Как показывает теория и опыт, характер течения жидкости вблизи входного сечения трубы существенно зависит от условий входа. Однако на достаточном удалении от входного сечения эта зависимость исчезает. Такое течение, как уже отмечалось выше, называется гидродинамическим стабилизированным. Если трубопровод достаточно длинный, то, начиная с некоторого расстояния от входа, течение можно считать гидравлически стабилизированным.

Рассмотрим сначала ламинарный поток при стационарном течении несжимаемой жидкости. В этом случае

$$\partial w_x/\partial\tau = 0; \qquad w_y = w_z = 0,$$

следовательно,

$$\partial p/\partial y = \partial p/\partial z = 0, \quad \partial w_x/\partial x = 0.$$

Таким образом, давление изменяется только по длине, а скорость w_x – только по сечению. Уравнение движения в цилиндрических координатах можно записать в виде

$$\mu \frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{dw_x}{dr}\right) = \frac{dp}{dx} = \mathrm{const}, \tag{62}$$

где r – текущий радиус цилиндрического канала; μ – коэффициент динамической вязкости.

Так как w_x – функция только r, а p – функция только x, то правая и левая части уравнения (62) равны одной и той же постоянной величине. Отсюда следует, что p меняется вдоль канала по линейному закону:

$$-dp/dx = \Delta p/L = \mathrm{const}, \tag{63}$$

где $\Delta p = p_0 - p_1$; l – длина канала.

Решение уравнения (62) с учетом (63) имеет вид

$$w_x = -(\Delta p/l)(r^2/4\mu) + C_1 \ln r + C_2. \tag{64}$$

Используя граничные условия на стенке и на оси канала

$$dw_x/dr = 0 \text{ при } r = 0, \quad w_x = 0 \text{ при } r = 0, \tag{65}$$

определим постоянные интегрирования

$$C_1 = 0; \quad C_2 = \Delta p r_0^2/(4\mu l),$$

где r_0 – внутренний радиус канала.

Следовательно, распределение скорости по сечению канала

$$w_x = \frac{\Delta p}{4\mu l}(r_0^2 - r^2) \tag{66}$$

Средняя по сечению скорость жидкости

$$w = \frac{1}{\pi r_0^2}\int_0^{r_0} w_x 2\pi r\,dr = \frac{\Delta p}{2r_0^2\mu l}\int_0^{r_0}(r_0^2 - r^2)r\,dr = \frac{\Delta p r_0^2}{8\mu l}. \tag{67}$$

Максимальная скорость (на оси канала) согласно (66) и (67) будет

$$w_{max} = \Delta p r_0^2/(4\mu l) = 2w. \tag{68}$$

Уравнение (66) с учетом (68) можно записать в виде

$$w_x = 2w\left(1 - \frac{r^2}{r_0^2}\right). \tag{69}$$

Таким образом, скорость жидкости при движении в круглой трубе распределена по закону параболы, при этом максимальная скорость в два раза больше средней по сечению. На рис. 8 цифрой I обозначен профиль скорости при ламинарном течении. Уравнение (67) выражает закон Пуазейля. Из (67) с учетом (43) имеем

$$\xi = 64/Re, \tag{70}$$

где число $Re = \frac{w d \rho}{\mu}$ получено по диаметру трубы d. Уравнение (70) справедливо при $Re < 2300$.

Для нахождения коэффициента гидравлического сопротивления при турбулентном стабилизированном течении несжимаемой жидкости используем универсальный закон распределения скорости в трубе $\varphi = f(\eta)$, где $\varphi = w_x/v^*$ и $\eta = v^* y/\nu$ – безразмерные скорость и координата; $v^* = \sqrt{\tau_w/\rho}$ – скорость трения, τ_w – касательное напряжение на стенке; y – расстояние от стенки.

Согласно этому закону максимальная скорость

$$\frac{w_{max}}{v^*} = 2{,}5 \ln \frac{v^* r_0}{\nu} + 5{,}5, \tag{71}$$

$$\frac{w_{max} - w_x}{v^*} = 2{,}5 \ln \frac{r_0}{y}. \tag{72}$$

Средняя скорость

$$w = \frac{1}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} w_x 2\pi (r_0 - y)\, dy. \tag{73}$$

С учетом (72) и (73) получим

$$\frac{w_{max} - w}{v^*} = -\frac{2{,}5}{\pi r_0^2} \int_0^{r_0} \ln\left(\frac{y}{r_0}\right) 2\pi (r_0 - y)\, dy =$$

$$= -5 \int_0^1 \ln\left(\frac{y}{r_0}\right)\left(1 - \frac{y}{r_0}\right) d\left(\frac{y}{r_0}\right) = 3{,}75 \tag{74}$$

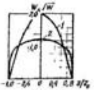

Рис. 8

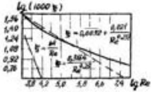

Рис. 9

Выражение (71) можно представить в виде

$$\frac{w_{max} - w}{v^*} + \frac{w}{v^*} = 2{,}5 \ln\left(\frac{w d}{\nu} \cdot \frac{v^*}{2 w}\right) + 5{,}5. \tag{75}$$

Так как для трубы

$$\tau_w = \xi \frac{\rho w^2}{8} \quad \text{и} \quad \frac{w}{v^*} = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\xi}},$$

то с учетом (74) выражение для определения коэффициента гидравлического сопротивления при турбулентном стабилизированном течении будет иметь вид

$$\frac{1}{\sqrt{\xi}} = 2 \lg\left(Re\sqrt{\xi}\right) - 0{,}8. \tag{76}$$

Полученное выражение для ξ хорошо подтверждается многочисленными опытами.

На рис. 8 профиль скорости для турбулентного течения (кривая 2) сопоставляется с профилем скорости для ламинарного течения (кривая I). При турбулентном течении профиль скорости более заполнен, причем тем сильнее, чем выше Re. В области развитого турбулентного течения $w/w_{max} = 0{,}8...0{,}9$.

Выражение (76) определяет ξ от Re в неявном виде. Никурадзе предложил зависимость ξ от Re в явном виде:

$$\xi = 0{,}0032 + 0{,}231/Re^{0{,}237}, \tag{77}$$

которая хорошо подтверждается экспериментом в области $Re > 10^5$.

На рис. 9 приведена зависимость ξ от Re. Сплошная кривая соответствует зависимости (77), а пунктирная – закону Блазиуса

$$\xi = 0{,}3164/Re^{0{,}25}, \tag{78}$$

справедливому в области $5 \cdot 10^3 \leq Re \leq 10^5$. На этом же рисунке показана штрихпунктирная линия, соответствующая закону Пуазейля (70) для ламинарного режима течения. При $Re > 10^5$ используется формула Г.К. Филоненко

$$\xi = 1/(1{,}82 \lg Re - 1{,}64)^2. \tag{79}$$

На начальном участке трубы профиль скорости перестраивается от входного до стабилизированного. Если жидкость поступает в трубу из достаточно большого объема, а входные кромки трубы скруглены, то распределение скорости во входном участке будет равномерным. Затем профиль скорости перестраивается до стабилизированного на расстоянии l_0 (рис. 4). Обычно l_0 определяют как расстояние, на котором осевая скорость отличается от стабилизированной не более чем на 1%. Для ламинарного течения

$$l_0/d = 0{,}065\, Re. \tag{80}$$

Местный коэффициент сопротивления трения на участке гидродинамической стабилизации при $X_1 \leq 0{,}001$ [13] равен

$$\xi \mathrm{Re} = 6{,}87\left(\frac{1}{\mathrm{Re}}\cdot\frac{x}{d}\right)^{-\frac{1}{3}}. \qquad (81)$$

Средний коэффициент сопротивления трения на участке от входа до рассматриваемого сечения $X_1 = (x/d)\cdot(1/\mathrm{Re})$ определяется при $X_1 \leq 0{,}001$:

$$\bar{\xi} \mathrm{Re} = 13{,}74\left(\frac{1}{\mathrm{Re}}\,\frac{x}{d}\right)^{-\frac{1}{2}}. \qquad (82)$$

Здесь $\xi \mathrm{Re}$ и $\bar{\xi} \mathrm{Re}$ соответственно при $X_1 \to 1$ и $X_1 \to 0{,}1$ стремятся к постоянному значению, отвечающему стабилизированному течению, причем коэффициент ξ с точностью до 1% принимает постоянное значение при $x = l_g$, а $\bar{\xi}$ – при $x = 40\, l_g$. Зависимости $\xi \mathrm{Re}$ и $\bar{\xi} \mathrm{Re}$ от x показаны на рис. 10. При $x \geq l_g$ потери давления в трубе составят

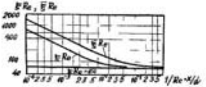

Рис. 10

$$\frac{p_0 - p_1}{\frac{1}{2}\rho w^2} = \bar{\xi}_{x=l_g}\,\frac{l_g}{d} + \xi\,\frac{x - l_g}{d} = \xi\,\frac{x}{d} + K\,, \qquad (83)$$

где ξ определяется для стабилизированного течения по формуле (70), $\bar{\xi}_{x=l_g}$ – средний коэффициент сопротивления трения для участка $x = l_g$; K – коэффициент, равный 1,12.

При турбулентном течении длина l_g зависит от условий на входе в трубу. При равномерном профиле скорости на входе в начале трубы, по данным С.С. Филимонова и Б.А. Хрусталева, до расстояния

$$(x/d)_{кр} \cong 2\cdot 10^5/\mathrm{Re} \qquad (84)$$

развивается ламинарный гидродинамический пограничный слой, а затем, после перехода в турбулентный режим течения, коэффициент ξ стабилизируется на расстоянии

$$l_g/d \cong 4{,}5\ 10^5/\mathrm{Re} \qquad (85)$$

Формулы (84) и (85) справедливы при плавном входе для $10^4 \leq \mathrm{Re} \leq 5\cdot 10^4$. Наличие возмущений в потоке на входе (острые кромки) приводит к уменьшению длины начального участка. Потери давления на начальном участке с плавным входом при $x/d < (x/d)_{кр}$ определяются зависимостью (81) для ламинарного движения.

При $\mathrm{Re} > 5\cdot 10^4$ зона с ламинарным режимом течения мала по сравнению с l_g – длиной гидродинамического начального участка:

$$l_g/d \cong 0{,}6\,\mathrm{Re}^{0{,}25}, \qquad (86)$$

а местное значение ξ приближенно равно

$$\frac{\xi(x)}{\xi_{x=l_g}} \cong 0{,}88\left(\frac{x/d}{\mathrm{Re}^{0{,}25}}\right)^{-0{,}25}. \qquad (87)$$

Потери давления при турбулентном течении при $x \geq l_g$ определяются по формуле (83), где $K = 1{,}55$ для входа с острой кромкой и слабо зависит от Re; при плавном входе $K = 1{,}16$ для $\mathrm{Re} > 2\cdot 10^4$.

6. ТЕПЛООБМЕН И ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОМ ГИДРОДИНАМИЧЕСКИ СТАБИЛИЗИРОВАННОМ ТЕЧЕНИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В ТРУБАХ

Вначале рассмотрим стационарное неизотермическое течение несжимаемой жидкости в трубе вдали от входа, т.е. на том участке, где тепловой и гидродинамический пограничные слои сомкнулись. При сравнительно небольших скоростях течения жидкости для практических расчетов можно принять следующие допущения: 1) диссипацией кинетической энергии можно пренебречь; 2) влияние массовых сил по сравнению с влиянием сил вязкости, давления и инерции незначительно; 3) изменение вдоль оси трубы плотности теплового потока, обусловленного теплопроводностью и турбулентным переносом, мало по сравнению с изменением этой величины вдоль радиуса трубы; 4) изменение вдоль оси аксиального нормального напряжения, обусловленного силами вязкости и турбулентным переносом, мало по сравнению с изменением этой величины вдоль радиуса; 5) давление постоянно по сечению канала; 6) изменение скоростного напора вдоль оси канала мало по сравнению с изменением статического давления.

Принимая во внимание указанные допущения, уравнения энергии и движения (11) с учетом (12) – (16) для цилиндрических координат можно записать в виде

$$\rho w_x \frac{\partial i}{\partial x} = \frac{1}{r}\,\frac{\partial}{\partial r}(rq)\,; \qquad (88)$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{1}{r}\,\frac{\partial}{\partial r}(r\tau); \qquad (89)$$

$$q = (\lambda + \lambda_T)\cdot\frac{\partial T}{\partial r}, \qquad (90)$$

$$\tau = -(\mu + \mu_T)\,\frac{\partial w_x}{\partial r}, \qquad (91)$$

где i – энтальпия; q – плотность радиального теплового потока; τ – касательное напряжение.

Предполагаем, что продольный градиент энтальпии $\partial i/\partial x$ постоянен по сечению канала. Умножим обе части уравнения (88) на $r\,dr$ и с учетом этого допущения, интегрируя от 0 до r_o, получим

$$\partial i/\partial x = 2q_w/\overline{\rho w}\, r_o, \qquad (92)$$

где q_w – плотность теплового потока на стенке; r_o – радиус канала; $\overline{\rho w}$ – средняя по сечению массовая скорость жидкости.

Подставив (92) в (88) и проинтегрировав (88) в интервале от 0 до r_o, получим выражение для распределения плотности теплового потока по радиусу:

$$\frac{q(r)}{q_w} = \frac{2}{R}\int_0^R \frac{\rho w_x}{\overline{\rho w}} R\,dR\,, \qquad (93)$$

где $R = r/r_o$ – безразмерный радиус.

Поскольку по сечению канала давление постоянно и $di = c_p dT$, то

$$\frac{\partial i}{\partial r} = c_p \frac{\partial T}{\partial r}. \qquad (94)$$

Подставив в (90) выражение для $\partial T/\partial r$ из (94), запишем

$$q(r) = \frac{\lambda}{c_p}\left(1 + \frac{\lambda_T}{\lambda}\right)\frac{\partial i}{\partial r}. \qquad (95)$$

Из (93) и (95) можно получить выражение для радиального градиента энтальпии:

$$\frac{\partial i}{\partial R} = q_w d\, \frac{\int_0^R \frac{\rho w_x}{\overline{\rho w}} R\,dR}{\frac{\lambda}{c_p}\left(1 + \frac{\lambda_T}{\lambda}\right) R}. \qquad (96)$$

Проинтегрировав уравнение (96) в интервале от R до I, получим уравнение для распределения энтальпии по радиусу канала:

$$i_w - i = q_w d \int_R^1 \frac{\int_0^R \frac{\rho w_x}{\overline{\rho w}} R\,dR}{\frac{\lambda}{c_p}\left(1 + \frac{\lambda_T}{\lambda}\right) R}\, dR\,, \qquad (97)$$

где i_w – значение энтальпии на стенке канала.

По определению коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \frac{q_w}{T_w - T_f} = \frac{q_w \bar c_p}{i_w - i_f}\,, \qquad (98)$$

где T_w и T_f – температура стенки и среднемассовая температура жидкости; i_f – среднемассовая энтальпия; $\bar c_p$ – средняя по сечению канала теплоемкость жидкости:

$$\bar c_p = \frac{i_w - i_f}{T_w - T_f} = \frac{\int_{T_f}^{T_w} c_p\, dT}{T_w - T_f}. \qquad (99)$$

Умножив обе части (97) на $2\frac{\rho w_x}{\overline{\rho w}} R\,dR$ и проинтегрировав по R от 0 до I, с учетом того, что $i_w - i_f = 2\int_0^1 (i_w - i)\frac{\rho w_x}{\overline{\rho w}} R\,dR$, запишем

$$i_w - i_f = 2q_w d \int_0^1 \frac{\left(\int_0^R \frac{\rho w_x}{\overline{\rho w}} R\,dR\right)^2}{\frac{\lambda}{c_p}\left(1 + \frac{\lambda_T}{\lambda}\right) R}\, dR. \qquad (100)$$

Из (100) получим выражение для определения числа Нуссельта:

$$\frac{1}{Nu_f} = 2\int_0^1 \frac{\left(\int_0^R \frac{\rho w_x}{\overline{\rho w}} R\,dR\right)^2}{\frac{\lambda}{\lambda_f}\cdot\frac{\bar c_p}{c_p}\left(1 + \frac{\lambda_T}{\lambda}\right) R}\, dR\,, \qquad (101)$$

где $Nu_f = \alpha d/\lambda_f$ находится по λ_f при среднемассовой температуре жидкости T_f.

Если физические свойства жидкости не зависят от температуры, выражение (101) сводится к интегралу Лайона

$$\frac{1}{Nu} = 2\int_0^1 \frac{\left(\int_0^R \frac{w_x}{\bar w} R\,dR\right)^2}{\left(1 + \frac{\lambda_T}{\lambda}\right) R}\, dR. \qquad (102)$$

Для расчета гидравлического сопротивления необходимо рассмотреть уравнения (89) и (91). При постоянных свойствах жидкости коэффициент гидравлического сопротивления

$$\xi = -2d\frac{dp}{dx}\cdot\frac{1}{\rho \bar w^2} = \frac{8\tau_w \rho}{(\rho \bar w)^2}\,, \qquad (103)$$

где τ_w – касательное напряжение на стенке.

При переменных свойствах жидкости коэффициент гидравлического сопротивления

$$\xi = -2d\frac{dp}{dx}\frac{\rho_w}{(\overline{\rho w})^2} = \frac{8\tau_w \rho_w}{(\overline{\rho w})^2}\,, \qquad (104)$$

где ρ_w – плотность жидкости на стенке.

Для определения коэффициента гидравлического сопротивления используем полученное из условия постоянства давления по сечению канала соотношение

$$\tau/\tau_w = r/r_0 = R.$$

При этом профиль скорости

$$w_x(r) = \frac{\tau_w r_0}{\mu_w} \int_R^1 \frac{R\,dR}{\frac{\mu}{\mu_w}\left(1 + \frac{\mu_T}{\mu}\right)}, \tag{105}$$

где μ_w – коэффициент динамической вязкости при температуре стенки T_w, и средняя по сечению массовая скорость

$$\overline{\rho w} = \frac{\tau_w d \rho_w}{\mu_w} \int_0^1 \frac{\rho}{\rho_w} R \left[\int_R^1 \frac{R\,dR}{\frac{\mu}{\mu_w}\left(1 + \frac{\mu_T}{\mu}\right)}\right] dR. \tag{106}$$

Коэффициент гидравлического сопротивления

$$\xi = \frac{8}{\mathrm{Re}_w} \cdot \frac{1}{\int_0^1 \frac{\rho}{\rho_w} R \left[\int_R^1 \frac{R\,dR}{\frac{\mu}{\mu_w}\left(1 + \frac{\mu_T}{\mu}\right)}\right] dR}, \tag{107}$$

где $\mathrm{Re}_w = \frac{\overline{\rho w}\, d}{\mu_w}$ – число Рейнольдса, найденное по значению динамической вязкости при T_w.

При постоянных физических свойствах жидкости (107) принимает вид

$$\xi = \frac{8}{\mathrm{Re}} \cdot \frac{1}{\int_0^1 R \left(\int_R^1 \frac{R\,dR}{1 + \frac{\mu_T}{\mu}}\right) dR}. \tag{108}$$

Таким образом, расчет коэффициентов теплоотдачи и гидравлического сопротивления в области стабилизированного течения жидкости сводится к вычислению интегралов (101) и (107). При этом для распределения турбулентных параметров μ_T/μ и λ_T/λ можно воспользоваться универсальной зависимостью, предложенной Рейхардтом [3] :

$$\frac{\mu_T}{\mu} = \begin{cases} 0{,}4\left(\eta - 11\,\mathrm{th}\,\frac{\eta}{11}\right) & \text{при } 0 < \eta < 50, \\ 0{,}133\,\eta(0{,}5 + R^2)(1 + R) & \text{при } \eta > 50, \end{cases} \tag{109}$$

и соотношением

$$\frac{\lambda_T}{\lambda} = \mathrm{Pr}\,\frac{\mu_T}{\mu}. \tag{110}$$

При $\mathrm{Pr} = 1$ существует подобие распределений коэффициентов турбулентной вязкости и теплопроводности. Влияние неизотермичности потока на μ_T/μ можно определить методом Голдмана, в основе которого лежит гипотеза о том, что в данном случае можно использовать зависимости, полученные при постоянных свойствах жидкости, если заменить обычные переменные $\varphi = \frac{w_x}{\sqrt{\tau_w/\rho}}$ и $\eta = \frac{\sqrt{\tau_w/\rho}\, y}{\nu}$ модифицированными переменными

$$\varphi^+ = \int_0^{w_x} \frac{d w_x}{\sqrt{\tau_w/\rho}}; \qquad \eta^+ = \int_0^y \frac{\sqrt{\tau_w/\rho}\, dy}{\nu}. \tag{111}$$

При ламинарном течении жидкости $\lambda_T/\lambda = 0$, $\mu_T/\mu = 0$; $w_x(R)/w = 2(1 - R^2)$. Тогда согласно (102) при постоянных свойствах жидкости получаем стабилизированное значение числа Нуссельта

$$\mathrm{Nu}_\infty = \left[2\int_0^1 \frac{1}{R}\left(\int_0^R \frac{w_x(R)}{w} R\,dR\right)^2 dR\right]^{-1} = 4{,}36. \tag{112}$$

Зависимость (112) справедлива при $q_w = \mathrm{const}$ по длине трубы. При $T_w = \mathrm{const}$

$$\mathrm{Nu}_\infty = 3{,}66. \tag{113}$$

Для турбулентного течения жидкости при ее постоянных свойствах и $\mathrm{Re} = 10^4 \ldots 5 \cdot 10^6$; $\mathrm{Pr} = 0{,}5 \ldots 2000$, по данным Б.С. Петухова, В.А. Курганова и А.И. Гладунцова, получаем

$$\mathrm{Nu}_\infty = \frac{\left(\frac{\xi}{8}\right) \mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}}{1{,}07 + \frac{900}{\mathrm{Re}} - 0{,}63(1 + 10\mathrm{Pr}) + 12{,}7\sqrt{\frac{\xi}{8}}\,(\mathrm{Pr}^{\frac{2}{3}} - 1)}, \tag{114}$$

где ξ определяется по (78) или (79).

Переменность теплофизических свойств существенно влияет на теплоотдачу и гидравлическое сопротивление. Для газов влияние переменности свойств обычно учитывается введением в расчетные зависимости температурного фактора $\Psi = T_w/T_f$. Результаты расчетов, полученные Б.С. Петуховым и В.Н. Поповым [4] для турбулентного течения воздуха и водорода в интервале температур $T_w = 300 \ldots 2000$ К, $T_w/T_f = 1 \ldots 4$ при нагревании и $T_w/T_f = 0{,}37 \ldots 1$ при охлаждении, можно представить в виде

$$\xi = \xi_0 \Psi^k; \qquad \mathrm{Nu} = \mathrm{Nu}_0 \Psi^n, \tag{115}$$

где ξ_0 и Nu_0 – коэффициент сопротивления и число Нуссельта, определенные при постоянных физических свойствах жидкости соответственно по формулам (78), (79) и (114); $k = -0{,}52$ и $n = -0{,}5$ при нагревании; $k = -0{,}38$ и $n = -\frac{1}{3}$ при охлаждении.

Как видно из (II5), при нагревании газов $\psi^n < 1$ и $Nu < Nu_c$, а при охлаждении $\psi^n > 1$ и $Nu > Nu_c$, что объясняется следующим образом. Порождение турбулентных пульсаций $\rho \overline{w_x' w_r'} \frac{\partial w_x}{\partial r}$ происходит главным образом около стенки и определяет интенсивность теплообмена. На рис. II показано (по данным Б.С. Петухова) влияние переменных свойств жидкости на распределение по радиусу канала безразмерной температуры $\theta = (T_w - T(y))/(T_w - T_0)$ (рис. II,а), скорости $w_x(y)/w_0$ (рис. II,в), массовой скорости $\rho w_x/(\rho w)_0$ (рис. II,г), плотности теплового потока $q(y)/q_w$ (рис. II,б) и коэффициента турбулентной вязкости $\mu_т/\mu$ (рис. II,д), где индекс "0" относится к параметрам на оси канала. Распределение указанных величин приведено при нагревании (кривая I, $T_w/T_f = 3,II$), охлаждении (кривая 2, $T_w/T_f = 0,363$) и постоянных физических свойствах воздуха (пунктирная линия) при примерно одинаковых значениях $Re_w = 4,3 \cdot 10^4$. Как видно из рисунка, при нагревании профиль массовой скорости менее заполнен, а при охлаждении – более заполнен, чем при изотермическом течении. Падение плотности газа у стенки при нагревании снижает интенсивность порождения турбулентности и теплоотдачу. Уменьшает теплоотдачу и снижение турбулентной вязкости вблизи стенки. Увеличение плотности газа у стенки при охлаждении должно повышать теплоотдачу.

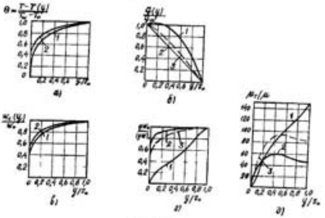

Рис. II

Приведенные расчетные зависимости хорошо согласуются с экспериментальными данными при нагревании газов и хуже – при охлаждении. Согласно экспериментальным данным, полученным Н.И. Артамоновым, Ю.И. Даниловым, Г.А. Дрейцером, Э.К. Калининым [2], температурный фактор при охлаждении газов не влияет на теплоотдачу и гидравлическое сопротивление (т.е. $k = 0$, $n = 0$). Расхождение результатов теоретического расчета и экспериментальных данных можно объяснить тем, что в расчете не учитывались имеющие место при охлаждении радиальные перетечки газа. В данном случае температура газа на оси трубы падает по ее длине сильнее, чем вблизи стенки, что вызывает радиальные перетечки газа от стенки к ядру потока (явление, аналогичное вдуву), снижающие теплоотдачу.

При нагревании газовых теплоносителей в случае турбулентного гидродинамически стабилизированного течения наиболее широкие диапазоны по Re_f и T_w/T_f охватывает эмпирическая зависимость Тейлора [3]:

$$Nu_f = 0{,}023\, Re_f^{0,8} Pr_f^{0,4} (T_w/T_f)^{-(0,57 - 1,59\frac{d}{x})}, \tag{II6}$$

обобщающая опытные данные для водорода, азота и гелия при $T_w/T_f = 1,1...23$, $x/d = 2...252$, $Re_f = 7500...1,3 \cdot 10^7$, $T_w = 63...3130$ К.

При охлаждении газов данные по местной теплоотдаче в диапазоне $Re_f = 2 \cdot 10^3 ... 6 \cdot 10^5$, $T_w/T_f = 0,14...0,84$, $x/d = 0,85...91$ обобщены Н.И. Артамоновым, Ю.И. Даниловым, Г.А. Дрейцером, Э.К. Калининым формулой для случая гидродинамической стабилизации потока:

$$Nu_f = 0{,}021\, Re_f^{0,8} Pr_f^{0,4} \varepsilon_x , \tag{II7}$$

где ε_x – поправка на начальный участок для $x/d = 0,85...50$:

$$\varepsilon_x = 3{,}115 (Re_f)^{-0,077} (x/d)^{-0,548 (Re_f)^{-0,067}} . \tag{II8}$$

При $x/d > 50$ $\varepsilon_x = 1$.

Соотношения (II6) и (II7) получены в опытах с одно- и двухатомными газами, для которых зависимости вязкости и теплопроводности от температурного фактора близки. Экспериментальные данные для трех- и четырехатомных газов показывают, что характер зависимости теплоотдачи от температурного фактора для разных газов неодинаков. Для многоатомных газов эта зависимость гораздо слабее, чем для одно- и двухатомных.

Б.С. Петухов и В.А. Курганов получили обобщающие расчетные формулы в виде (54), справедливые для газов с различным характером зависимости теплофизических свойств от температуры. Если задана температура стенки $T_w = const$ (граничное условие первого рода), то обобщающая зависимость для местной теплоотдачи будет

$$Nu_f = f\left(\frac{x}{d}, Re_f, Pr_f, \Psi_w, n_\lambda, n_\mu, n_c\right). \qquad (I19)$$

При $q_w = const$ (граничное условие второго рода) безразмерная температура стенки и число Nu определяются зависимостью

$$\Psi_w = \Psi\left(\frac{x}{d}, Re_f, Pr_f, Q_w, n_\lambda, n_\mu, n_c\right). \qquad (I20)$$

Здесь $\Psi_w = T_w/T_{f_0}$ – безразмерная температура стенки; $Q_w = q_w d/\lambda_f T_{f_0}$ – безразмерная плотность теплового потока; T_{f_0} – температура газа на входе.

На основании опытных данных при нагревании шести газов (Ar, H_2, N_2, воздух, CO_2, NH_3) для граничных условий первого рода была получена расчетная формула

$$Nu_f = Nu_c (\lambda_w/\lambda_f)^{0,3} (c_{p_w}/c_{p_f})^{0,4} \Psi_w^{-[0,55+\Phi(x/d)\lg(\mu_w/\mu_f)]}, \qquad (I21)$$

где $\Phi(x/d)$ = 0,II; 0,24; 0,38; 0,55; 0,73; 0,89; I,02; I,I3; I,2I; I,27; I,50 для x/d = I0; 20; 30; 40; 50; 60; 70; 80; 90; I00 и ∞ соответственно; Nu_c – число Нуссельта, определяемое при постоянных теплофизических свойствах газов.

Формула (I2I) справедлива при $Re_f > 7 \cdot 10^3$; $q_w/\overline{\rho w_x} c_p T_{f_0} < 0{,}006 \ldots 0{,}007$, $\Psi_w < 4$. Обобщающая зависимость для граничных условий второго рода имеет вид

$$Nu_f = Nu_c \exp\{-K_f[a\Psi(x/d) + n_\mu \Phi_1(x/d) K_f]\}, \qquad (I22)$$

где $a = 0{,}53 - \frac{1}{3} n_\lambda - \frac{1}{4} n_c$; $\Psi(x/d) = 1 - \exp(-x/10d)$; $\Phi_1(x/d) = 1{,}25(x/100d)^2/[1 + (x/100d)^2]$; $K_f = Q_w/Nu_c$ – параметр интенсивности подвода тепла.

Формула (I22), записанная в виде

$$\Psi_w = 1 + K_f \exp\{K_f[a\Psi + n_\mu \Phi_1 K_f]\}, \qquad (I23)$$

позволяет рассчитать температуру стенки по заданным q_w, d, $\overline{\rho w}_x$, T_f. Для одноатомных газов $a = 0{,}30$, $n_\mu = 0{,}67$; для двухатомных газов $a = 0{,}26$, $n_\mu = 0{,}70$; для CO_2 $a = 0{,}09$, $n_\mu = 0{,}77$; для водяного пара (373...I200 K) $a = 0{,}013$, $n_\mu = 1{,}18$; для NH_3 $a = -0{,}04$, $n_\mu = 0{,}92$; для CH_4 (300...I200 K) $a = -0{,}097$, $n_\mu = 0{,}71$. Формулы (I22) и (I23) справедливы при $(q_w/\overline{\rho w}_x c_p T_{f_0}) < 0{,}0086$.

Расчет Nu_c производится по формуле

$$Nu_c = \varepsilon_x Nu_\infty, \qquad (I24)$$

где Nu_∞ определяется по (II4).

Поправка на термический начальный участок при гидродинамической стабилизации потока для $(x/d) > 0{,}1$, $Pr = 0{,}65 \ldots 1$, $Re = 4 \cdot 10^3 \ldots 5 \cdot 10^6$ равна

$$\varepsilon_x = 1 + \frac{0{,}48(1 + 3600/Re\sqrt{x/d})}{(x/d)^{1/4}} e^{-0{,}17\frac{x}{d}}. \qquad (I25)$$

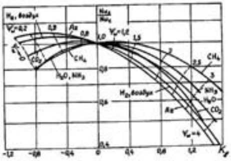

Рис. I2

На рис. I2 показана зависимость Nu_f/Nu_c от K_f по (I22) при x/d = 60 для некоторых газов [5]. На том же рисунке штриховыми линиями изображены кривые, соответствующие постоянным значениям Ψ_w, рассчитанным по уравнению (I23). При нагревании ($K_f > 0$ и $\Psi_w > 0$) кривые для многоатомных газов расположены выше, чем для одно- и двухатомных, что объясняется более сильной зависимостью теплопроводности многоатомных газов от температуры. Экстраполяция уравнения (I22) на охлаждение газа ($K_f < 0$ и $\Psi_w < 0$) не противоречит экспериментальным данным и теоретическим расчетам. Как и опытные данные по теплоотдаче при охлаждении двухатомных газов, результаты расчета Б.С. Петухова, П.Л. Максина, А.Ф. Полякова показывают, что в пределах погрешности экспериментов и расчетов ± 10% $Nu_f/Nu_c = 1$. Из уравнения (I22) видно, что при охлаждении многоатомных газов Nu_f/Nu_c возрастает с увеличением $|K_f|$. При ламинарном стабилизированном течении газов в канале и отсутствии естественной конвекции влияние переменности физических свойств качественно такое же, как и при турбулентном. В этом случае, согласно расчетам Б.С. Петухова, В.Д. Виленского, Б.Е. Харина, теплоотдача и сопротивление трения для воздуха и водорода обобщаются зависимостями

$$Nu_f = Nu_c\left[1 + B(1+\Psi^n)\right]; \qquad \xi = \xi_c\left[1 + C(\Psi^k - 1)\right], \tag{126}$$

где B, C, n, k – константы; при нагревании водорода $B = 0{,}0065$, $n = 5$, $C = 0{,}23$, $k = 3/2$; при нагревании воздуха $B = 0{,}029$, $n = 3$, $C = 0{,}23$, $k = 3/2$; при охлаждении водорода и воздуха $B = 0{,}065$, $n = 1$, $C = 0{,}36$, $k = 1$; Nu_c и ξ_c определяются по формулам (112) и (70) соответственно; Nu и ξ, входящие в уравнения (115 и (126), находятся по средней температуре теплоносителя T_f. Более точные расчетные зависимости, определяющие теплообмен и сопротивление трения при ламинарном течении газа с переменными свойствами, приведены в [13].

У капельных неметаллических жидкостей, для которых $Pr_f < 100$, влияние переменности физических свойств при турбулентном гидродинамически стабилизированном течении учитывается безразмерным параметром Pr_f/Pr_w, т.е.

$$Nu_f = Nu_{f_0}(Pr_f/Pr_w)^n, \tag{127}$$

где Pr_w, Pr_f определяются по T_w и T_f; $n = 0{,}25$ при охлаждении ($T_w < T_f$) $n = 0{,}06$ при нагревании ($T_w > T_f$); Nu_{f_0} определяется по (124).

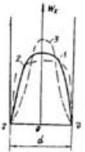

Рис. 13

Как видно из (127), при нагревании жидкости $Pr_f > Pr_w$ (так как $\mu_f > \mu_w$ – вязкость жидкостей с ростом температуры падает) и $Nu_f > Nu_{f_0}$. При охлаждении жидкости, наоборот, $Pr_f < Pr_w$ и $Nu_f < Nu_{f_0}$. Объясняется это следующим образом. Так как при нагревании жидкости ее вязкость у стенки меньше, чем в ядре потока, скорость у стенки увеличивается, профиль становится более заполненным, что и приводит к росту теплоотдачи по сравнению с изотермическим течением. При охлаждении, наоборот, вязкость у стенки увеличивается, скорость уменьшается и теплоотдача падает. На рис. 13 показаны профили скорости жидкости для изотермического течения (кривая 1), при нагревании (кривая 2) и охлаждении (кривая 3).

В этом случае коэффициент сопротивления трения

$$\xi = \xi_c(\mu_w/\mu_f)^k, \tag{128}$$

где μ_w и μ_f – коэффициенты динамической вязкости, полученные при T_w и T_f; $k = 0{,}23\,Pr_f^{-0{,}25}$ при охлаждении жидкости и $k = 0{,}14$ при нагревании жидкости; ξ_c определяется по формуле (78) или (79).

Для ламинарного стабилизированного течения капельной жидкости при отсутствии естественной конвекции результаты расчетных и опытных данных по теплоотдаче и гидравлическому сопротивлению обобщается зависимостями

$$Nu_f = Nu_c(\rho_w/\rho_f)^{0{,}25}(\mu_w/\mu_f)^n; \qquad \xi = \xi_c\{1 + A[(\mu_w/\mu_f)^k - 1]\}, \tag{129}$$

где Nu_c и ξ_c – число Нуссельта и коэффициент сопротивления трения при изотермических условиях, полученные по (112) и (70); ρ_w, ρ_f – плотности жидкости, определенные по T_w и T_f.

Согласно [13] постоянные A, n, k для воды и масла типа МС-20 составляют: $n = -0{,}13$ при нагревании и $n = -0{,}14$ при охлаждении; $k = 0{,}38$ и $A = 1{,}38$ при нагревании и охлаждении масла и нагревании воды; $k = 0{,}016$ и $A = 38{,}8$ при охлаждении воды.

Теплоотдача жидких металлов удовлетворительно обобщается зависимостью В.И. Субботина, М.Х. Ибрагимова, Е.В. Номофилова

$$Nu_f = 5{,}0 + 0{,}025\,Pe^{0{,}8}, \tag{130}$$

справедливой для $Pe = 10^2 \ldots 10^4$; $Re = 10^4 \ldots 5\cdot 10^5$.

7. ТЕПЛООБМЕН НА НАЧАЛЬНОМ УЧАСТКЕ ТРУБ

Начальный участок канала характеризуется тем, что в нем динамический и тепловой пограничные слои потока жидкости еще не сомкнулись, т.е. происходит формирование профилей скорости и температуры. В этих условиях коэффициенты теплоотдачи и гидравлического сопротивления являются функцией расстояния от входного сечения канала.

Рассмотрим вначале тепловую стабилизацию потока, т.е. будем считать, что динамические пограничные слои сомкнулись и имеет место динамическая стабилизация потока. Практически это соответствует случаю, когда начало обогрева (или охлаждения) канала совпадает с моментом наступления гидродинамической стабилизации. В этом случае, если свойства жидкости постоянны, профиль скорости по длине канала не изменяется, а профиль температуры формируется на длине $\ell_т$.

При ламинарном течении жидкости $\ell_т$ зависит от граничных условий на стенке трубы. Если длину $\ell_т$ определить из условия $Nu_{x=\ell_т} = 1{,}01\,Nu_\infty$, то при $q_w = const$ согласно [13] $\ell_т$ будет

$$\ell_т/d = 0{,}07\,Pe, \tag{131}$$

а при $T_w = const$

$$l_{\text{т}}/d = 0{,}05\,\mathrm{Pe}, \qquad (132)$$

т.е. при $T_w = const$ тепловая стабилизация наступает раньше, чем при $q_w = const$. Значения коэффициентов теплоотдачи при ламинарном режиме течения жидкости для граничных условий $q_w = const$ и $T_w = const$ не совпадают ни на участке стабилизации, ни за ним (что видно из формул (112) и (113)).

При малых значениях приведенной длины $X_2 = \frac{1}{\mathrm{Pe}}\frac{x}{d}$ удобно пользоваться приближенными интерполяционными зависимостями [12], обеспечивающими удовлетворительную точность при практических расчетах:

при $q_w = const$

$$\mathrm{Nu} = \begin{cases} 1{,}31\left(\frac{1}{\mathrm{Pe}}\cdot\frac{x}{d}\right)^{-\frac{1}{3}}\left(1+\frac{2}{\mathrm{Pe}}\frac{x}{d}\right), & \text{если } \frac{1}{\mathrm{Pe}}\cdot\frac{x}{d} < 0{,}037; \\ 4{,}36, & \text{если } \frac{1}{\mathrm{Pe}}\cdot\frac{x}{d} \geq 0{,}037; \end{cases} \qquad (133)$$

при $T_w = const$

$$\mathrm{Nu} = \begin{cases} 1{,}077\left(\frac{1}{\mathrm{Pe}}\frac{x}{d}\right)^{-\frac{1}{3}} - 1{,}7, & \text{если } \frac{1}{\mathrm{Pe}}\frac{x}{d} < 10^{-4}; \\ 3{,}655 + \dfrac{0{,}2355}{\left(\frac{1}{\mathrm{Pe}}\frac{x}{d}\right)^{0{,}488}\exp\left(5{,}72\frac{1}{\mathrm{Pe}}\frac{x}{d}\right)}, & \text{если } \frac{1}{\mathrm{Pe}}\frac{x}{d} \geq 10^{-3}. \end{cases} \qquad (134)$$

Соотношения (133) и (134), строго говоря, справедливы для жидкостей с постоянными свойствами. Практически это соответствует режимам теплообмена, при которых перепад температур в потоке жидкости невелик. Если перепад температур значителен, то изменение физических свойств жидкости оказывает существенное влияние на поля скоростей и температур, и для расчета теплообмена используют зависимости, полученные экспериментально.

При $q_w = const$ по длине канала экспериментальные данные удовлетворительно обобщаются зависимостью, полученной М.А. Михеевым, С.С. Филимоновым и Б.А. Хрусталевым [12]:

$$\mathrm{Nu}_m = 1{,}31\left(\frac{1}{\mathrm{Pe}_m}\frac{x}{d}\right)^{-\frac{1}{3}}\left(1+\frac{2}{\mathrm{Pe}_m}\frac{x}{d}\right)\left(\frac{\mu_w}{\mu_f}\right)^{-\frac{1}{6}}. \qquad (135)$$

Чтобы приближенно учесть зависимость λ и a от температуры, значения этих параметров в выражениях для Nu_m и Pe_m определяются при температуре $T_m = \frac{1}{2}(T_w + T_f)$. Уравнение (135) охватывает область значений $\mathrm{Re} < 2300$, $\frac{1}{\mathrm{Pe}_m}\frac{x}{d} \leq 0{,}4$ и $0{,}04 \leq \mu_w/\mu_f \leq 1$ и справедливо для гидродинамически стабилизированного течения при нагревании жидкостей, вязкость которых убывает с ростом температуры.

При $T_w = const$ по длине канала экспериментальные данные удовлетворительно обобщаются зависимостью, полученной Б.С. Петуховым, Е.А. Краснощековым и Л.Д. Нольде:

$$\mathrm{Nu}_m = 1{,}03\left(\frac{1}{\mathrm{Pe}_m}\frac{x}{d}\right)^{-\frac{1}{3}}\left(\frac{\mu_w}{\mu_f}\right)^{-0{,}14}. \qquad (136)$$

Уравнение (136) справедливо при $\frac{1}{\mathrm{Pe}}\frac{x}{d} < 0{,}01$ и $0{,}07 \leq \mu_w/\mu_f \leq 1500$ как при постоянной, так и слабо меняющейся по длине трубы температуре стенки.

На рис. 14 показано изменение числа Nu по длине круглой трубы при $q_w = const$ (сплошная линия) и $T_w = const$ (пунктирная линия), рассчитанное по (133) и (134). Снижение коэффициента теплоотдачи по длине канала обусловлено ростом толщины теплового пограничного слоя (см. рис. 5) и падением градиента температуры у стенки $(\partial T/\partial n)_{n=0}$ пропорционально коэффициенту теплоотдачи (формула (18)).

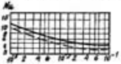

Рис. 14

Если вход жидкости в канал совпадает с началом обогрева (или охлаждения), то процесс теплообмена протекает в гидродинамическом начальном участке, т.е. при изменении профиля скорости по длине канала. В зависимости от числа Pr толщина теплового пограничного слоя может быть больше (при $\mathrm{Pr} < 1$) или меньше (при $\mathrm{Pr} > 1$) толщины динамического пограничного слоя. При $\mathrm{Pr} = 1$ они приблизительно одинаковы. Приведенные длины теплового и гидродинамического начальных участков $\left(\frac{1}{\mathrm{Pe}}\cdot\frac{l_{\text{т}}}{d}\right)$ и $\left(\frac{1}{\mathrm{Re}}\cdot\frac{l_{\text{г}}}{d}\right)$ при ламинарном режиме течения жидкости, как следует из сравнения формул (80), (131), (132), имеют приблизительно одинаковые числовые значения. Приравнивая их, находим $l_{\text{т}} = \mathrm{Pr}\cdot l_{\text{г}}$.

В зависимости от числа Pr возможны три характерных случая: 1) $\mathrm{Pr} \gg 1$, $l_{\text{т}} \gg l_{\text{г}}$; 2) $\mathrm{Pr} \ll 1$, $l_{\text{т}} \ll l_{\text{г}}$; 3) $\mathrm{Pr} \approx 1$, $l_{\text{т}} = l_{\text{г}}$.

В первом случае профиль скорости почти по всей длине теплового участка близок к стабилизированному, так как $l_т >> l_g$. Следовательно, если длина канала $l >> l_т$, то теплоотдачу с известным приближением можно рассчитать по уравнениям для гидродинамически стабилизированного течения.

Во втором случае при $l_g >> l_т$ приближенно можно считать, что по всей длине теплового начального участка профиль скорости близок к однородному.

Во всех других случаях при расчете теплообмена необходимо учитывать изменение профиля скорости по длине.

Приближенный теоретический анализ и результаты экспериментов для ламинарного гидродинамически нестабилизированного течения жидкостей приведены в [I3]. Расчетные и экспериментальные данные для воды и масла, полученные при вязкостном ламинарном течении, удовлетворительно обобщаются зависимостью

$$\mathrm{Nu}_m = 1{,}31\varepsilon\left(\frac{1}{\mathrm{Pe}_m}\,\frac{x}{d}\right)^{-\frac{1}{3}}\left(1+\frac{2}{\mathrm{Pe}_m}\,\frac{x}{d}\right)\left(\frac{\mu_w}{\mu_f}\right)^{-\frac{1}{6}}, \qquad (137)$$

где

$$\varepsilon = 0{,}35\left(\frac{1}{\mathrm{Re}_m}\,\frac{x}{d}\right)^{-\frac{1}{6}}\left[1+2{,}85\left(\frac{1}{\mathrm{Pe}_m}\,\frac{x}{d}\right)^{0{,}48}\right].$$

Физические свойства жидкости в уравнении (I37) для $\mathrm{Nu}_m, \mathrm{Pe}_m, \mathrm{Re}_m$ определяются при температуре $T_m = 0{,}5\,(T_w + T_f)$. Уравнение (I37) охватывает всю область течения, включая и ту его часть, на которой происходит формирование профиля скорости, и справедливо в диапазоне параметров $10^{-4} \leq \frac{1}{\mathrm{Pe}_m}\,\frac{x}{d} \leq 0{,}064$, $0{,}7 \leq \mathrm{Pr}_m \leq 1000$, $\mathrm{Re}_m \leq 2300$

При турбулентном течении жидкости внутри труб процесс стабилизации движения и теплообмена в потоке происходит быстрее, чем при ламинарном. В условиях гидродинамической стабилизации потока длина участка тепловой стабилизации для газов соответствует $l_т/d$ = 20...30, а для капельных жидкостей $l_т/d$ = I0...I6.

Характер изменения коэффициента теплоотдачи на начальном участке трубы при турбулентном течении жидкости зависит от формы входа и числа Re. На рис. I5 приведены графики изменения коэффициента теплоотдачи по длине трубы: I – для острой кромки, 2 – для плавного входа и 3 – для начального необогреваемого участка гидродинамической стабилизации. При плавном входе жидкости в трубу коэффициент теплоотдачи сначала резко уменьшается, затем несколько возрастает, а потом постепенно уменьшается. На расстоянии 8...I0 диаметров

трубы от входа коэффициенты теплоотдачи при плавном входе жидкости (кривая 2) и стабилизированном течении (кривая 3) становятся практически одинаковыми.

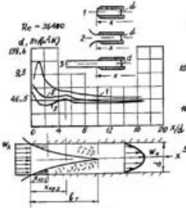

Рис. I5

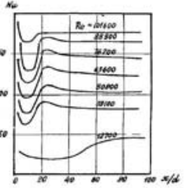

Рис. I6

На рис. I6 показана зависимость коэффициента теплоотдачи от расстояния от входа для различных чисел Рейнольдса при одновременной тепловой и гидродинамической стабилизации и плавном входе жидкости в трубу. Резкое уменьшение коэффициента теплоотдачи вызывается увеличением толщины пограничного слоя, который образуется у стенки трубы и имеет ламинарный характер течения на расстоянии $x_{кр_1}$ (см. рис. I5). Затем теплоотдача увеличивается в связи с тем, что ламинарный режим течения в пограничном слое переходит в турбулентный (переходная область между сечениями $x_{кр_1}$ и $x_{кр_2}$). При турбулентном режиме течения в пограничном слое при его росте (между сечениями $x_{кр_2}$ и $l_т$) коэффициент теплоотдачи несколько снижается. При $x > l_т$ коэффициент теплоотдачи практически не меняется. При малых Re (нижняя кривая на рис. I6) ламинарная и переходная области становятся значительными. С ростом Re их величина уменьшается, и на большей части длины трубы поток жидкости у стенки носит турбулентный характер. С увеличением возмущений на входе переход ламинарного течения жидкости в турбулентное осуществляется при $\mathrm{Re}_{кр_1} = w\,x_{кр_1}/\nu$ или же с самого начала течение жидкости может приобретать турбулентный характер, что имеет место при острой кромке трубы (на рис. I5 коэффициент теплоотдачи возрастает на входе в 2,2 раза).

Таким образом, увеличение коэффициента теплоотдачи на протяжении всего начального участка трубы происходит только при турбулентном течении в пограничном слое, характерном для острой кромки на входе.

При турбулентном течении капельной жидкости и наличии гидродинамической стабилизации потока на входе результаты опытов обобщаются зависимостью С.С. Филимонова и Б.А. Хрусталева

$$Nu = Nu_{\infty}\left(1 + 0{,}5\,\frac{d}{x}\right), \qquad (I38)$$

где Nu_{∞} – стабилизированное значение числа Nu далеко от входа, определяемое по уравнению (I27).

Для острой кромки на входе (I38) принимает вид

$$\frac{Nu_f}{Nu_{\infty}} = 1 + \frac{d}{x}\left(\frac{6\cdot 10^3}{Re_{f_0}} + 0{,}06\,Re_{f_0}^{0,25}\right), \qquad (I39)$$

где Re_{f_0} – число Re, найденное по температуре жидкости на входе в трубу.

Формулы (I33) – (I39) позволяют определить местные коэффициенты теплоотдачи. Средние значения коэффициентов теплоотдачи по длине трубы можно получить, проинтегрировав $\alpha(x)$ с учетом (30) или (3I). На рис. I7 показано изменение по длине трубы местного (сплошная линия) и среднего (пунктир) значений чисел Нуссельта. Как видно из рисунка, при $x > l_т$ среднее значение коэффициента теплоотдачи равно стабилизированному ($\overline{Nu} = Nu_{\infty}$). Для турбулентного режима течения $\overline{l}_т$ незначительно превышает $l_т$.

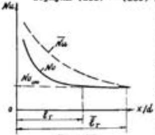

Рис. I7

8. ТЕПЛООБМЕН В ОБЛАСТИ ПЕРЕХОДА ОТ ЛАМИНАРНОГО РЕЖИМА ТЕЧЕНИЯ К ТУРБУЛЕНТНОМУ

Переход ламинарного режима течения к турбулентному в гладкой трубе при примерно одинаковом числе $Re_{кр_1} = 2300$ был установлен еще в I883 г. О. Рейнольдсом. Им же впервые было высказано предположение, что $Re_{кр_1}$ зависит от степени возмущения потока на входе. Позднее экспериментально удалось получить $Re = 5\cdot 10^4$ путем тщательного устранения внешних возмущений потока.

Возможность перехода от ламинарного режима течения к турбулентному и структура потока в трубе зависят от целого ряда факторов: числа Re, степени возмущенности потока на входе, условий входа (плавный вход, острая кромка), длины трубы, направления и величины теплового потока, звуковых волн и механических вибраций. Экспериментально установлено, что при $Re < 1900$ любые возмущения на входе в гладкую трубу, какими бы интенсивными они не были, затухают, т.е. $Re_{кр_1} = 1900$ является минимальным числом Рейнольдса, при котором возможен рассматриваемый переход. При $Re > Re_{кр_1}$ на входных участках трубы сохраняется ламинарный пограничный слой, независимо от условий на входе, причем с ростом Re начало перехода смещается ко входу. Ламинарный пограничный слой сохраняется на входе до определенного числа $Re_{кр_2}$. Если $Re > Re_{кр_2}$, то на входе в трубу сразу образуется турбулентный пограничный слой. Для входа с острой кромкой $Re_{кр_2} = 2\cdot 10^4$, для плавного входа $Re_{кр_2} = (1\ldots 2)\cdot 10^5$. Для $Re_{кр_1} < Re < Re_{кр_2}$ характерна перемежаемость течения потока, представляющая собой чередование участков с ламинарной и турбулентной структурой. Причиной перемежаемости является потеря устойчивости ламинарного течения, т.е. возникновение и развитие турбулентных пробок внутри ламинарного потока. Между этими пробками режим течения сохраняется ламинарным. Смена ламинарного и турбулентного состояний происходит через неравномерные промежутки времени.

Для характеристики течения в области перехода используется коэффициент перемежаемости ω, показывающий, какую часть времени в данном сечении трубы существует турбулентное течение. При $\omega = 0$ структура потока, как правило, ламинарная; при $\omega = 1$ – полностью турбулентная. В области перемежаемости $0 < \omega < 1$.

На рис. I8 приведена зависимость ω от расстояния от входа x/d для различных чисел Re. Коэффициент перемежаемости растет по мере удаления от входа и пропорционален числу Re. Это объясняется тем, что скорость перемещения фронта турбулентной пробки больше скорости тыльной ее части, и поэтому она непрерывно увеличивается в размерах.

Очевидно, что перемежаемость течения должна обусловливать колебания во времени местного коэффициента теплоотдачи. При подводе тепла при $T_w = const$ это приведет к колебаниям местного теплового потока, а при $q_w = const$ – к колебаниям температуры стенки. На рис. I9 приведены полученные в работе [I4] данные о колебаниях температуры стенки трубы в сечении $x/d = 73$ от начала обогрева при нагревании воды и различных Re. Колебания температуры являются

ются следствием чередований условий теплосъема, соответствующих прохождению участков с ламинарной и турбулентной структурами. Максимум температуры стенки соответствует ламинарному течению, минимум – турбулентному. Колебания возникают при $Re \approx 2000$. По мере роста Re увеличиваются амплитуда и частота колебаний температуры стенки, причем изменение температуры во времени приобретает симметричный характер относительно максимумов (минимумов) температуры. При $Re > 2400$ амплитуда колебаний температуры стенки заметно уменьшается.

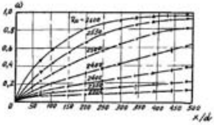

Рис. 18

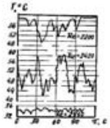

Рис. 19

На рис. 20 те же данные представлены в виде зависимости безразмерных отношений $\Delta T_{max}/\Delta T_{min}$ от числа Рейнольдса для различных x/d. Здесь ΔT_{min} – минимальный температурный напор между стенкой и жидкостью в момент прохождения через рассматриваемое сечение турбулентной пробки при фиксированном Re; ΔT_{max} – максимальный температурный напор, соответствующий участку с ламинарным течением. По мере приближения к началу обогрева амплитуды колебаний уменьшаются, причем максимум амплитуд смещается в сторону больших Re.

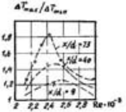

Рис. 20

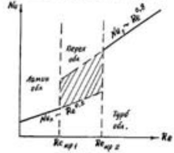

Рис. 21

В случае бесконечно тонкой стенки амплитуды колебаний ее температуры будут максимальными. Они определяются из соотношения коэффициентов теплоотдачи:

$$\Delta T_{max}/\Delta T_{min} = \Delta T_л/\Delta T_т = \alpha_т/\alpha_л = Nu_т/Nu_л, \quad (140)$$

где индекс "т" соответствует турбулентному режиму течения, а индекс "л" – ламинарному.

При $Re = 2400$ отношение (140), полученное для чисел $Nu_л$ и $Nu_т$ в стационарных условиях, равно примерно 3 для $x/d = 73$. При конечной толщине стенки $\Delta T_{max}/\Delta T_{min}$ уменьшается по сравнению с (140) за счет изменения тепловыделения в жидкость при нестационарном нагреве или охлаждении стенки. Таким образом, в переходной области чисел Рейнольдса наблюдается неустойчивость локальных коэффициентов теплоотдачи по времени. Амплитуда и частота колебаний коэффициентов теплоотдачи зависят от числа Рейнольдса и расстояния от входа в трубу. Амплитуды колебаний локальных коэффициентов теплоотдачи следует оценивать по $Nu_т$ и $Nu_л$, полученным по соответствующим зависимостям при заданном числе Рейнольдса. На рис. 21 заштрихована зона возможных изменений локальных чисел Nu для переходной области. Частота колебаний лежит в пределах 0...5 Гц.

9. НЕСТАЦИОНАРНЫЙ КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН В ТРУБАХ

Повышенный интерес, проявляемый в настоящее время к процессам нестационарного конвективного теплообмена в каналах, объясняется тем, что в современных энергетических установках, теплообменных аппаратах и технологической аппаратуре, работающих с высокой энергонапряженностью, эти процессы характеризуются высокими скоростями изменения параметров и являются в ряде случаев определяющими.

В большинстве случаев течение в каналах турбулентное, поэтому будем рассматривать нестационарный турбулентный теплообмен [9 – 11].

В теоретических исследованиях используется гипотеза о квазистационарной турбулентной структуре потока, хотя турбулентная структура потока в нестационарных условиях может существенно отличаться от квазистационарной. Поэтому теоретические исследования целесообразно сочетать с экспериментальными. Необходимо отметить, что, несмотря на наличие, например, в работах [9 – 11] расчетных формул, на практике до сих пор используют так называемые квазистационарные зависимости, когда для каждого момента нестационарного процесса теплообмен рассчитывается по формулам стационарного процесса при параметрах, значения которых равны мгновенным значениям параметров нестационарного процесса в рассматриваемый момент времени.

В общем случае целью расчета нестационарного процесса теплообмена при течении теплоносителей в каналах является определение нестационарных полей скоростей и температур в потоке теплоносителя и полей температур и термических напряжений в материале конструкций, окружающих поток. Как правило, для потока достаточно знать лишь среднемассовые температуры, среднерасходную скорость и перепады давления потока.

Задача нестационарного теплообмена в каналах является сопряженной, так как математическая модель для описания теплообмена и гидродинамики в теплоносителе дополняется уравнениями теплопроводности материала конструкции и условиями сопряжения на границе между теплоносителем и стенкой. Теоретическое решение такой задачи встречает пока непреодолимые трудности, связанные с большим объемом вычислений и невозможностью получить для турбулентных нестационарных течений замкнутую систему уравнений из-за отсутствия экспериментальных данных о структуре турбулентного потока в нестационарных и неизотермических условиях.

Поскольку построение методов расчета на основе решений трехмерных сопряженных задач практически невозможно, наиболее целесообразным представляется построение инженерных методов расчета на основе решения сопряженных задач при одномерном описании процессов в теплоносителе. Такой подход существенно упрощает математическую формулировку задачи, делая ее вполне разрешимой для численного расчета на современных ЭВМ. В этом случае к уравнению теплопроводности для стенок канала добавляют одномерные уравнения движения, энергии и неразрывности для потока. Данная система замыкается, если известны зависимости для коэффициента теплоотдачи и коэффициента гидравлического сопротивления. Эти уравнения, как правило, можно получить только экспериментальным путем. Коэффициент теплоотдачи

$$\alpha(x,\tau) = \frac{q_w(x,\tau)}{T_w(x,\tau) - T_f(x,\tau)}, \qquad (141)$$

где q_w – плотность теплового потока на стенке; T_w – температура стенки; T_f – среднемассовая температура потока в рассматриваемом сечении канала x в момент времени τ.

В нестационарных условиях теплообмен определяется не только параметрами, характеризующими стационарный теплообмен (числами Рейнольдса и Прандтля, расстоянием от входа x/d, параметрами,

учитывающими переменность свойств теплоносителя), но и законами изменения граничных условий: расхода G, температуры стенки T_w или плотности теплового потока на ней q_w. При турбулентном течении для подавляющего большинства практически реализуемых законов изменения этих условий можно ограничиться линейными членами разложения и учесть влияние нестационарности на теплообмен с помощью первых производных от T_w или q_w по времени и длине и от расхода по времени или соответствующих безразмерных параметров.

В общем случае для нестационарного турбулентного течения в канале зависимость для числа Нуссельта имеет вид

$$Nu_f = f_1(x/d,\ Re_f,\ Pr_f,\ \mu_w/\mu_f,\ \lambda_w/\lambda_f,\ \rho_w/\rho_f,\ \bar{c}_{pw}/c_{pf},\ K_q,\ K_{qx},\ K^*_{Tg},\ K_G), \qquad (142)$$

где $K_q = \frac{\partial q_w}{\partial \tau}\frac{d^2}{q_w a}$ учитывает влияние $q_w(\tau)$ на конвективный теплообмен за счет наложения нестационарной теплопроводности; $K_{qx} = \frac{\partial q_w}{\partial x}\cdot\frac{d}{q_w}$ учитывает влияние изменения q_w по длине канала (аналогичные зависимости можно получить через $\partial T_w/\partial\tau$ и $\partial T_w/\partial x$); $K^*_{Tg} = \frac{\partial T_w}{\partial \tau}\beta_w d\sqrt{\frac{\lambda}{c_p g G}}$ учитывает влияние на нестационарный теплообмен изменения турбулентности структуры потока при изменении T_w и постоянном расходе; $K_G = \frac{dG}{d\tau}\frac{d^2}{G\nu}$ учитывает влияние изменения расхода. Здесь d – диаметр трубы; a, ν – коэффициенты температуропроводности и кинематической вязкости; β_w – коэффициент объемного расширения теплоносителя при температуре стенки; g = 9,8 м/с^2.

Численный расчет [II], выполненный для стационарного нагрева воздуха при $Re_f = (1,6...2,3)\cdot 10^5$, T_w/T_f = 1...2,2, K_{qx} = – 0,01...0,013 с учетом переменности свойств газа, и эксперимент, проведенный в обогреваемой электрическим током трубе с переменной толщиной стенки диаметром d = 6,05 мм, длиной l_1 = 1081 мм при $Re_f = (2,24...17,3)\cdot 10^4$, T_w/T_f = 1,06...2,2, $|K_{qx}|$ = 0,006...0,013, показали, что при реальных значениях K_{qx} его влияние на теплообмен несущественно и поэтому не учитывалось при обобщении опытных данных.

Изменение T_w по времени влияет на интенсивность теплообмена в результате перестройки профиля температур, вызываемой наложением нестационарной теплопроводности на стационарный конвективный теплообмен. При $\partial T_w/\partial\tau > 0$ теплоотдача выше стационарной ($K = Nu/Nu_0 > 1$, где Nu_0 – квазистационарное значение Nu), а при $\partial T_w/\partial\tau < 0$ – ниже ($K < 1$). Расчет этого влияния для турбулентного течения воздуха на участке гидродинамической стабилизации выполняли в предположении, что структура турбулентности квазистационарная с учетом переменности свойств газа. Считали также, что расход газа постоянный, а $q_w(x,\tau)$ возрастает по времени.

Уравнение энергии

$$\rho\frac{\partial i}{\partial\tau}+\rho w_x\frac{\partial i}{\partial x}=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left[(\lambda+\rho c_p\varepsilon_q)\frac{dT}{dr}\right] \qquad (143)$$

решали численно при подтвержденной предварительными расчетами аппроксимации распределения плотности теплового потока по радиусу полиномом

$$q=(\lambda+\rho c_p\varepsilon_q)\frac{\partial T}{\partial r}=q_w(a_0+a_1R+a_2R^2+a_3R^3). \qquad (144)$$

Здесь r – радиус; i – энтальпия; w_x – продольная скорость; ε_q – коэффициент турбулентной температуропроводности; $R=r/r_0$; r_0 – радиус трубы.

Турбулентную структуру потока рассчитывали по формуле Рейхардта; для учета переменности свойств газа безразмерное расстояние от стенки $\eta=\sqrt{\xi/32}\,\mathrm{Re}_w(1-R)$ определяли по значениям ρ и μ при T_w. Расчет обеспечивал сходимость найденной интегрированием среднемассовой энтальпии с ее значением, полученным решением одномерного уравнения энергии. Было показано, что благодаря высокой температуропроводности газа влияние нестационарной теплопроводности незначительно, и его расчетное значение существенно меньше, чем полученное в эксперименте. На рис. 22 представлена зависимость нестационарного теплообмена от параметра тепловой нестационарности

$$K_{\tau g}=\frac{\partial T_w}{\partial\tau}\cdot\frac{d}{(T_w-T_f)_0}\sqrt{\frac{\lambda}{c_p g G}}.$$

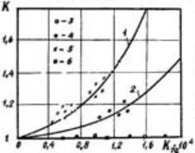

Рис. 22

На рисунке 1, 2 – экспериментальные данные; 3,4 – расчет по квазистационарной турбулентности; 5, 6 – расчет по нестационарной турбулентности; для 1, 3, 5 число $\mathrm{Re}_f=10^5$; для 2, 4, 6 число $\mathrm{Re}_f=4{,}4\cdot10^5$. Для жидкостей из-за более низкой их температуропроводности этот эффект значительнее, однако экспериментальные данные также расходятся с расчетными. Расхождение объясняется изменением турбулентной структуры при прогреве или охлаждении пристенного

слоя. При прогреве пристенного слоя коэффициент турбулентной теплопроводности λ_τ возрастает, а при охлаждении падает.

При анализе этого явления использовались результаты, полученные в работах Корино, Бродки, Клайна и других авторов, в которых показано, что в пристенном слое в зоне $5\leqslant\eta\leqslant15$ периодически возникают вихревые структуры, выбрасываемые в отдаленные слои. Взаимодействие этих выбросов с основным потоком, главным образом в зоне $7\leqslant\eta\leqslant30$, и порождает турбулентность, причем интенсивность и средняя частота возникновения выбросов являются функциями параметров осредненного течения.

Можно предполагать, что в условиях нестационарного прогревания потока при $\partial T_w/\partial\tau>0$ замедленная масса газа у стенки успевает существенно нагреться и расшириться, что увеличивает поверхность ее взаимодействия с большими ускоренными массами относительно холодного газа и приводит к более интенсивному порождению турбулентности. При постулированном механизме воздействия нестационарного нагрева стенки на порождение турбулентности эффект будет тем значительнее, чем больше коэффициент β_w объемного расширения газа, находящегося у стенки, и локальное изменение температуры потока $\Delta T^*=\partial T_w/\partial\tau\cdot\Delta\tau^*$ за среднее время между следующими друг за другом возникновениями вихревых структур $\Delta\tau^*$ или соответствующие безразмерные параметры $K^*_{\tau g}$ или $K^{**}_{\tau g}$:

$$K^{**}_{\tau g}=\frac{\partial T_w}{\partial\tau}\beta_w\sqrt{\frac{d}{g}}=K^*_{\tau g}\sqrt{\frac{\xi\,\mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}}{4}}.$$

Для газов $\beta_w=1/T_w$. Входящие в K_q, $K^{**}_{\tau g}$, $K^*_{\tau g}$, K_G значения ρ, c_p, λ, a, ν определяются по T_f. Эксперименты показали, что влияние x/d на нестационарный теплообмен Nu_f такое же, как и на квазистационарный Nu_{f0}. Переменность свойств жидкостей одинаково влияет на Nu_f и Nu_{f0}, поэтому для них

$$K=\frac{\mathrm{Nu}_f}{\mathrm{Nu}_{f0}}=f(\mathrm{Re}_f,\mathrm{Pr}_f,K_q,K^*_{\tau g},K_G) \qquad (145)$$

или при раздельном учете влияния на нестационарный теплообмен параметров K_q, $K^*_{\tau g}$, K_G

$$K=1+\Delta K_1(K_q,\mathrm{Re}_f,\mathrm{Pr}_f)+\Delta K_2(K^*_{\tau g},\mathrm{Re}_f)+\Delta K_3(K_G,\mathrm{Re}_f). \qquad (146)$$

Для газов $\mathrm{Pr}=\mathrm{const}$, а влияние переменности их свойств, учитываемое T_w/T_f, различное для Nu_f и Nu_{f0}, поэтому

$$K=f(\mathrm{Re}_f,T_w/T_f,K_q,K^*_{\tau g},K_G)=1+\Delta K_1(K_q,\mathrm{Re}_f)+$$
$$+\Delta K_2(\mathrm{Re}_f,T_w/T_f,K^*_{\tau g})+\Delta K_3(\mathrm{Re}_f,T_w/T_f,K_G). \qquad (147)$$

Здесь K – отношение нестационарного коэффициента теплоотдачи к квазистационарному; ΔK_1 – изменение K, обусловленное наложением нестационарной теплопроводности на стационарный конвективный теплообмен; ΔK_2 – изменение K, обусловленное перестройкой турбулентной структуры потока при возмущении T_w и $G = \mathrm{const}$; ΔK_3 – изменение K при переменном расходе.

Для расчета нестационарного теплообмена при течении газов и жидкостей в трубах и изменении во времени тепловыделения в стенках каналов и расхода теплоносителя в [9 – 11] получены эмпирические зависимости.

Зависимости для ΔK_1 при различных законах изменения q_w имеют вид

$$\Delta K_1 = 26{,}6 (K_q)^{0{,}77} / \mathrm{Re}_f \cdot \mathrm{Pr}_f^{0{,}6} \qquad (148)$$

при $\mathrm{Re}_f = 10^4 \ldots 10^6$, $\mathrm{Pr}_f = 1 \ldots 10$, $K_q = 0 \ldots 4000$, $x/d = 3{,}16 \ldots 197$ и вид

$$\Delta K_1 = 1/[1 - 2{,}4 K_q / \mathrm{Re}_f \cdot \mathrm{Pr}_f^{0{,}6}] - 1 \qquad (149)$$

при $K_q = -2000 \ldots 0$, $\mathrm{Re}_f = 10^4 \ldots 10^5$, $\mathrm{Pr}_f = 1 \ldots 10$. При $K_q > 0$, $\Delta K_1 > 0$, при $K_q < 0$, $\Delta K_1 < 0$.

Эмпирические формулы для ΔK_2 и ΔK_3 при нагревании газов для различных законов изменения T_w и G имеют вид:

1) при росте температуры стенки

$$\Delta K_2 = \left(2 - 0{,}83 \frac{T_w}{T_f}\right)(10{,}4 - 19{,}2 \mathrm{Re}_f \cdot 10^{-5})(K_{\tau g}^* \cdot 10^4)^{1{,}536 - 0{,}864 \mathrm{Re}_f \cdot 10^{-5}} \qquad (150)$$

при $K_{\tau g}^* = 0 \ldots 0{,}4 \cdot 10^{-4}$, $\mathrm{Re}_f = 7 \cdot 10^3 \ldots 2{,}5 \cdot 10^4$, $T_w/T_f = 1 \ldots 1{,}7$;

$$\Delta K_2 = \left(2 - 0{,}83 \frac{T_w}{T_f}\right)(4{,}6 - 1{,}46 \mathrm{Re}_f \, 10^{-5})(K_{\tau g}^* \cdot 10^4)^{1{,}406 - 0{,}1 \mathrm{Re}_f \, 10^{-5}} \qquad (151)$$

при $K_{\tau g}^* = 0 \ldots 0{,}4 \cdot 10^{-4}$, $\mathrm{Re}_f = 2{,}5 \cdot 10^4 \ldots 2 \cdot 10^5$, $T_w/T_f = 1 \ldots 1{,}7$;

$$\Delta K_2 = \frac{\exp[(1{,}45 - 7 \mathrm{Re}_f \, 10^{-7}) K_{\tau g}^* \, 10^4] - 1}{\exp[0{,}4(2 - K_{\tau g}^* \cdot 10^4) \mathrm{Re}_f \, 10^{-5}]} \qquad (152)$$

при $K_{\tau g}^* = 0 \ldots 1{,}1 \cdot 10^{-4}$, $\mathrm{Re}_f = 8 \cdot 10^4 \ldots 4{,}5 \cdot 10^5$, $T_w/T_f = 1 \ldots 1{,}4$;

2) при снижении температуры стенки

$$\Delta K_2 = -1{,}25 \left(2 - \frac{T_w}{T_f}\right)[1 - (0{,}325 + 0{,}206 \mathrm{Re}_f \cdot 10^{-5})] |K_{\tau g}^* \cdot 10^4|^{0{,}05 \mathrm{Re}_f 10^{-5} - 0{,}27} \qquad (153)$$

при $K_{\tau g}^* = -0{,}4 \cdot 10^{-4} \ldots 0{,}05 \cdot 10^{-4}$, $\mathrm{Re}_f = 7 \cdot 10^3 \ldots 2 \cdot 10^5$, $T_w/T_f = 1 \ldots 1{,}7$;

$$\Delta K_2 = 1{,}25 \left(2 - \frac{T_w}{T_f}\right)(4{,}85 - 2{,}2 \mathrm{Re}_f \, 10^{-5}) K_{\tau g}^* \, 10^4 \qquad (154)$$

при $K_{\tau g}^* = -0{,}05 \cdot 10^{-4} \ldots 0$, $\mathrm{Re}_f = 7 \cdot 10^3 \ldots 2 \cdot 10^5$, $T_w/T_f = 1 \ldots 1{,}7$;

$$\Delta K_2 = -\left(0{,}5 \frac{T_w}{T_f} - 0{,}42\right)[1 - \exp(4{,}6 \cdot 10^4 K_{\tau g}^*)] \qquad (155)$$

при $K_{\tau g}^* = -10^{-4} \ldots 0$, $\mathrm{Re}_f = 8 \cdot 10^4 \ldots 5{,}2 \cdot 10^5$, $T_w/T_f = 1 \ldots 1{,}6$;

3) при увеличении расхода газа

$$\Delta K_3 = 0{,}004 \left(4{,}1 - 1{,}9 \frac{T_w}{T_f}\right) K_G^{2{,}4 - 1{,}4 \mathrm{Re}_f \, 10^{-5}} \qquad (156)$$

при $K_G = 0 \ldots 14$; $\mathrm{Re}_f = 10^4 \ldots 2{,}5 \cdot 10^5$, $T_w/T_f = 1 \ldots 1{,}7$;

4) при уменьшении расхода газа

$$\Delta K_3 = [(0{,}915 + 0{,}08 \mathrm{Re}_f \, 10^{-5}) |K_G|^{0{,}25 \mathrm{Re}_f 10^{-5} - 0{,}16}] \left(0{,}56 + 0{,}275 \frac{T_w}{T_f}\right) - 1 \qquad (157)$$

при $K_G = (-14 \ldots 0{,}01)$, $\mathrm{Re}_f = 10^4 \ldots 2{,}5 \cdot 10^5$, $T_w/T_f = 1 \ldots 1{,}7$. При $K_{\tau g}^* > 0$ $\Delta K_2 > 0$, при $K_{\tau g}^* < 0$ $\Delta K_2 < 0$.

На рис. 23 сопоставлены зависимости ΔK_2 от $K_{\tau g}^*$ для резких (a) и плавных ($б$) изменений тепловой нагрузки при нагревании газа.

На рисунке 1 – $\mathrm{Re}_f = (1 \ldots 2) \cdot 10^4$, $T_w/T_f = 1{,}1 \ldots 1{,}3$; 2 – $\mathrm{Re}_f = (6 \ldots 7) \cdot 10^4$, $T_w/T_f = 1{,}1 \ldots 1{,}3$; 3 – $\mathrm{Re}_f = (7 \ldots 9) \cdot 10^4$, $T_w/T_f = 1{,}3 \ldots 1{,}5$; 4 – $\mathrm{Re}_f = (1{,}2 \ldots 1{,}5) \cdot 10^5$, $T_w/T_f = 1{,}5 \ldots 1{,}7$; 5 – $\mathrm{Re}_f = (7 \ldots 9) \cdot 10^4$, $T_w/T_f = 1{,}5 \ldots 1{,}7$. При $K_G > 0$ $\Delta K_3 > 0$, при $K_G < 0$ $\Delta K_3 < 0$, причем ΔK_3 изменяется тем меньше, чем меньше Re_f и T_w/T_f.

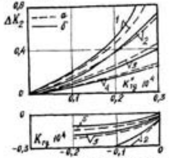

Рис. 23

На рис. 24 представлены зависимости ΔK_3 от K_G при различных Re_f (1 – 6 – соответственно $\mathrm{Re}_f \cdot 10^{-4} = 1 \ldots 2$; $2 \ldots 3$; $3 \ldots 4$;

4...5; 5...6; 6...7) и T_w/T_f в случае увеличения (a) или уменьшения ($б$) расхода нагреваемого газа.

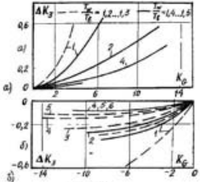

Рис. 24

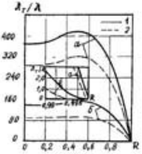

Рис. 25

Проведенные эксперименты позволили оценить влияние изменения T_w на турбулентную структуру потока. Предполагалось, что в нестационарных условиях стационарное распределение турбулентной температуропроводности сохраняется, однако в безразмерные расстояния от стенки η вводился эмпирический множитель B : $B>0$ при $K^*_{\tau g}>0$. При увеличении T_w значения λ_T/λ (λ_T – коэффициент турбулентной теплопроводности) возрастали: в пристенной области – в 2...4 раза при умеренном росте K, а в ядре – на 20...50%.

На рис. 25 показано распределение турбулентной теплопроводности по радиусу трубы при расчете с учетом нестационарности I и в квазистационарном приближении 2. На рисунке a – $Re_f = 2{,}5\cdot10^5$, $T_w/T_f = 1{,}12$, $K_{\tau g} = 1{,}26\cdot10^{-4}$, $K = 1{,}29$; $б$ – $Re_f = 5{,}5\cdot10^4$, $T_w/T_f = 1{,}16$, $K_{\tau g} = 1{,}1\cdot10^{-4}$, $K = 1{,}45$.

Полученные зависимости для ΔK_1 и ΔK_2 позволили установить соотношение между ними при изменении во времени T_w и q_w в случае нагревания газа в трубе. Как видно из (148), (150) и (151), при увеличении тепловой нагрузки и $Re_f = const$

$$\Delta K_1 = C_1 (K_q)^{0,71}, \tag{158}$$

$$\Delta K_2 = C_2 (K^*_{\tau g})^{n}, \tag{159}$$

где $n = 1{,}796...1{,}405$ при изменении Re_f от $7\cdot10^3$ до $2\cdot10^5$. С учетом зависимостей для K_q и $K^*_{\tau g}$ и выражения $G = 0{,}25\, d\mu_f Re_f$ получим, что при прочих равных условиях

$$\Delta K_1/\Delta K_2 = C d^{m}, \tag{160}$$

где при $Re_f = 7\cdot10^3...2\cdot10^5$ $m = 0{,}522...0{,}6075$.

Таким образом, отношение $\Delta K_1/\Delta K_2$ тем больше, чем больше диаметр трубы. Обычно в теплообменных аппаратах d = 10...20 мм, поэтому $\Delta K_1 \ll \Delta K_2$ (рис. 23) и можно считать, что $\Delta K_1 = 0$, т.е. отличие K от I определяется изменением турбулентной структуры потока. Для больших d (например, при расчете нестационарного теплообмена в газопроводах) ΔK_1 нужно учитывать.

Эмпирические формулы для ΔK_2 и ΔK_3 были получены при нагревании жидкости для разных законов изменения T_w и G.

При изменении тепловой нагрузки $|\Delta K_2|$ тем больше, чем больше $|K^*_{\tau g}|$ и чем меньше Re_f, не зависит от Pr_f и при Pr_f = 3...10 обобщается следующими формулами:

$$\Delta K_2 = \left(\frac{1{,}72\cdot10^6}{Re_f^{0,303}}\right) K^*_{\tau g} \tag{161}$$

при $Re_f = 4\cdot10^3...2\cdot10^4$, $K^*_{\tau g} = 0...0{,}7\cdot10^{-5}$;

$$\Delta K_2 = \left(\frac{8{,}29\cdot10^9}{Re_f^{1,16}}\right) K^*_{\tau g} \tag{162}$$

при $Re_f = 2\cdot10^4...10^5$, $K^*_{\tau g} = 0...0{,}7\cdot10^{-5}$;

$$\Delta K_2 = (1 - 1{,}72\cdot10^6 K^*_{\tau g}/Re_f^{0,303})^{-1} - 1 \tag{163}$$

при $Re_f = 4\cdot10^3...2\cdot10^4$, $K^*_{\tau g} = -0{,}3\cdot10^{-5}...0$;

$$\Delta K_2 = (1 - 8{,}29\cdot10^9 K^*_{\tau g}/Re_f^{1,16})^{-1} - 1 \tag{164}$$

при $Re_f = 2\cdot10^{-4}...5\cdot10^4$, $K^*_{\tau g} = -0{,}3\cdot10^{5}...0$.

Для жидкостей ΔK_1 и ΔK_2 соизмеримы. Отношение $\Delta K_2/\Delta K_1$ уменьшается с ростом диаметра трубы при одинаковых $\partial T_w/\partial\tau$, T_w, T_f, Re_f, Pr_f, поэтому зависимость K от K_q или $K^*_{\tau g}$ не является единой для труб разного диаметра и требует введения двух параметров тепловой нестационарности.

При одинаковых $K^{**}_{\tau g}$, Re_f значения ΔK_2 для жидкости и газа (при $T_w/T_f \approx 1$) практически совпадают, хотя их коэффициенты объемного расширения β_w различаются до 40 раз. На рис. 26 сопоставлены данные о влиянии на нестационарный теплообмен изменения турбулентной структуры потока при нагревании жидкости (I – вода при

Pr_f = 4...12 (3) и Pr_f = 3...12 (4) и газа (2 – воздух при Pr_f = 0,72). Параметр $K_{Tg}^{**} = \frac{\partial T_w}{\partial \tau} \beta_w \sqrt{\frac{d}{g}}$. Это подтверждает правильность предложенной модели влияния изменения температуры стенки на турбулентную структуру потока и нестационарный теплообмен, которое тем больше, чем больше $\partial T_w/\partial \tau$ и β_w.

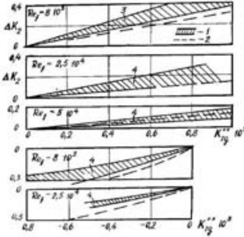

Рис. 26

Проведенные эксперименты и их анализ показали, что влияние изменения турбулентной структуры потока на нестационарный теплообмен существенно как для газов, так и для жидкостей. ΔK_3 определяется из экспериментальных значений K и найденных при G=const величин ΔK_1 и ΔK_2 и для Pr_f = 3...12, Pr_f/Pr_w = 1...4, x/d = 6...160 обобщается следующими формулами:

$$\Delta K_3 = (6\cdot10^{-9} K_G + 5{,}6\cdot10^{-6})\, Re_f - 7\cdot10^{-4} K_G - 0{,}071 \quad (165)$$

при $Re_f = (6...12)\cdot10^3$, K_G = 0...400;

$$\Delta K_3 = (9{,}3\cdot10^{-8} K_G - 2\cdot10^{-5})\, Re_f - 2{,}4\cdot10^{-2} K_G + 0{,}230 \quad (166)$$

при $Re_f = (6...12)\cdot10^3$, K_G = –200...0;

$$\Delta K_3 = (2{,}43\cdot10^{-2} K_G - 5{,}67\cdot10^{-2})\, Re_f^{[illegible]} - (3{,}57\cdot10^{-2} K_G - 0{,}83) \quad (167)$$

при $Re_f = (12...20)\cdot10^3$, K_G = –100...200;

$$\Delta K_3 = (3{,}91\cdot10^{-8} K_G + 2{,}173\cdot10^{-6})\, Re_f + 1{,}13\cdot10^{-3} K_G^{-0{,}016} \quad (168)$$

при $Re_f = (20...60)\cdot10^3$, K_G = 0...200;

$$\Delta K_3 = (-5\cdot10^{-9} K_G - 2{,}75\cdot10^{-6})\cdot Re_f + 2{,}8\cdot10^{-3} K_G - 0{,}07 \quad (169)$$

при $Re_f = (20...60)\cdot10^3$, K_G = –100...0.

При $Re_f = (1{,}5...6)\cdot10^4$ $\Delta K_3 > 0$ при $K_G > 0$ и $\Delta K_3 < 0$ при $K_G < 0$.

На рис. 27 показаны зависимости ΔK_3 от Re_f и K_G при увеличения ($K_G > 0$) и уменьшении ($K_G < 0$) расхода нагреваемой жидкости (1 – 7 – соответственно K_G = 400, 200, 100, 50, –50, –100, –200).

При снижении Re_f влияние скоростной нестационарности на теплоотдачу уменьшается, а затем становится обратным: при ускорении потока теплоотдачи уменьшается, а при замедлении увеличивается по сравнению с квазистационарной.

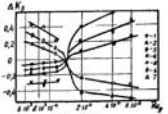

Рис. 27

Поскольку при проведении реальных расчетов T_w и $\partial T_w/\partial \tau$ заранее неизвестны (так же, как q_w и $\partial q_w/\partial \tau$), задачу решают методом последовательных приближений. В первом приближении коэффициенты теплоотдачи определяют по квазистационарным зависимостям. Затем в первом приближении находят T_w и $\partial T_w/\partial \tau$, K_{Tg}^{*}, q_w, $\partial q_w/\partial \tau$, K_q и нестационарный коэффициент теплоотдачи. Это позволяет сделать следующие приближения при решении задачи.

Надо отметить, что представленные в настоящем разделе эмпирические формулы дают возможность при заданной точности расчета коэффициента теплоотдачи определить допустимые скорости изменения параметров ($\partial T_w/\partial \tau$, $\partial q_w/\partial \tau$, $\partial G/\partial \tau$) и пределы применения квазистационарных зависимостей для расчета коэффициента теплоотдачи.

10. ТЕПЛООБМЕН И ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В НЕКРУГЛЫХ КАНАЛАХ

В настоящее время широко применяются теплообменные аппараты с каналами, имеющими некруглое поперечное сечение. Это продольно обтекаемые пучки труб, кольцевые каналы, плоские щели, прямоугольные и треугольные каналы, а также каналы более сложного поперечного сечения. Некоторые из этих каналов показаны на рис. 7. Во многих из них теплообмен осуществляется не через всю омываемую поверхность. Часто плотность тепловых потоков на различных поверхностях оказывается неодинаковой. Например, на практике встречаются прямоугольные каналы с одной или двумя обогреваемыми поверхностями, кольцевые каналы с внутренним или внешним обогревом, а также с двусторонним обогревом с разными плотностями тепловых потоков, продольно омываемые пучки стержней, частично участвующие в теплообмене.

Долгое время теплоотдачу и гидравлическое сопротивление продольно омываемых каналов некруглого поперечного сечения рекомендовалось рассчитывать по исходным данным для трубы с использованием в качестве определяющего размера эквивалентного диаметра $d_э$, найденного по формуле (53). Как будет показано ниже, эти рекомендации являются весьма приближенными, и их применение объяснялось отсутствием каких-либо данных о некруглых каналах. Так как геометрического подобия между трубой и некруглым каналом не существует, то из теории подобия следует, что совпадение расчетных и экспериментальных данных возможно лишь при случайном, но вполне определенном соотношении геометрических размеров некруглого канала. Например, при продольном омывании шахматных пучков труб совпадение наблюдается при относительном шаге пучка $S/D_н$ = I,I5...I,2 (см. рис. 7,в).

Выполненные к настоящему времени экспериментальные и теоретические исследования позволяют предложить надежные рекомендации для расчета теплоотдачи и гидравлического сопротивления некруглых каналов [3 - 5, I5].

Структура течения в некруглых каналах значительно сложнее, чем в круглой трубе. Особенностью этого течения является существование конвективного переноса поперек основного потока, вызванного крупномасштабными вихрями и вторичными течениями. В каналах с сильным сужением (треугольных каналах с одним или двумя малыми углами, плотноупакованных пучках труб) в узких областях может существовать ламинарное течение даже при Re, значительно превышающих $Re_{кр_2}$ для трубы. При этом в основной части канала течение турбулентное. Переход к турбулентному течению в некруглых каналах начинается при меньших числах $Re_{кр_1}$, чем в круглой трубе. Таким образом, переходная область в некруглых каналах сильно растягивается.

На рис. 28 представлены в виде изотах (линий одинаковых скоростей) поля скоростей для квадратного канала (рис. 28,а), прямоугольного канала (рис. 28,б), плотноупакованного пучка стержней (рис. 28,в) и пучка с $S/D_н$ = I,05 (рис. 28,г). На рис. 28,а и б изотахи даны для различных $w_x/w_{x\,max}$, на рис. 28, в и г - для различных w_x/w, где $w_{x\,max}$ - скорость на оси канала; w - среднерасходная скорость.

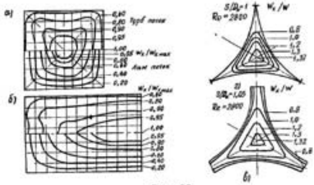

Рис. 28

При ламинарном течении в некруглых каналах вторичные течения отсутствуют, при турбулентном течении они существуют и связаны с формой изотах. Возникновение вторичных течений обусловлено перераспределением соотношения инерционных и вязкостных сил по сечению канала. При наличии вторичных течений на основное продольное течение накладывается вихревое, в результате чего течение приобретает спиралевидный характер. Количество накладывающихся вихрей зависит от формы канала. На рис. 29 показаны схемы вторичных течений в квадратном канале (рис. 29,а) и в канале плотной упаковки труб (рис. 29,б). Вторичные течения изображены сплошными линиями, изотахи - пунктирными. Скорость вторичных течений невелика. В квадратном канале она составляет 2, в треугольном - I,5, в пучках круглых труб - 0,6% от средней осевой скорости потока. Тем не менее вторичные течения способствуют заметному перемешиванию потока по сечению канала.

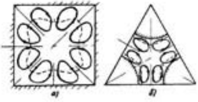

Рис. 29

В сложных каналах влияние крупномасштабных вихрей на поля скоростей сильнее всего проявляется в направлении слабого изменения скорости (вдоль периметра канала). В направлении, перпендикулярном периметру канала, конвективный перенос этими вихрями играет незначительную роль вследствие большого градиента скорости.

Законы распределения температуры по периметру некруглого канала зависят не только от гидродинамики и физических свойств теплоносителя, но и от стенки: ее конфигурации, размеров, физических свойств, распределения в ней источников тепла. Это делает данную задачу сопряженной, т.е. вынуждает рассматривать уравнения энергии, движения и неразрывности для потока совместно с уравнением теплопроводности для стенки канала и условиями сопряжения – равенства температур и тепловых потоков на границе с двух ее сторон.

Решение сопряженных задач весьма сложно, оно должно содержать дополнительный параметр

$$\Phi_к = \lambda_w \delta_w / \lambda_f d_э , \qquad (170)$$

где λ_w, λ_f – коэффициенты теплопроводности материала стенки и теплоносителя; δ_w – толщина стенки.

При переменной по периметру температуре стенки возникают перетечки тепла как по самой стенке (пропорциональные $\lambda_w \delta_w$), так и по теплоносителю (пропорциональные $\lambda_f d_э$). Параметр $\Phi_к$ характеризует отношение этих перетечек. При $\Phi_к \to 0$ перетечки тепла по стенке отсутствуют; это соответствует граничному условию $q_w = \mathrm{const}$ по периметру. При $\Phi_к \to \infty$ ($\lambda_w \to \infty$) перетечки тепла велики; это соответствует условию $T_w = \mathrm{const}$ по периметру. В реальных каналах параметр $\Phi_к$ имеет некоторое промежуточное значение.

Реальный путь решения сопряженной задачи заключается в разделении ее на две (для потока и для стенки) путем введения понятия местного коэффициента теплоотдачи

$$\alpha(x, y_w, z_w) = \frac{q_w(x, y_w, z_w)}{T_w(x, y_w, z_w) - T_f(x)} , \qquad (171)$$

учитывающего изменение теплоотдачи (а следовательно, и плотности теплового потока на поверхности стенки q_w и температуры стенки T_w) не только по длине канала, но и в данном сечении x в любой точке (y_w, z_w) по периметру канала.

При развитых турбулентных течениях в каналах и возможных граничных условиях коэффициент теплоотдачи $\alpha(x, y_w, z_w)$, определяемый по (171), слабо зависит не только от предыстории изменения T_w по длине канала (до данного сечения x), но и от распределения T_w по периметру канала, что делает целесообразным использование коэффициента $\alpha(x, y_w, z_w)$ и соответствующего числа Нуссельта

$Nu_f = \alpha(x, y_w, z_w) d_э / \lambda_f$ – в практических расчетах. Распределение коэффициента теплоотдачи по длине и периметру канала при развитом турбулентном течении определяется главным образом гидродинамикой потока.

Если зависимости для $\alpha(x, y_w, z_w)$ и коэффициента гидравлического сопротивления канала будут найдены, то математическая постановка указанной выше сопряженной задачи заметно упрощается. Вместо трехмерных основных уравнений можно использовать одномерную систему (19) – (21), записав ее для стационарного течения и добавив к ней уравнение теплопроводности для стенки (23).

Рассмотрим конкретные расчетные зависимости для некоторых типов некруглых каналов. Для продольно омываемых пучков труб, когда число их велико (т.е. когда влияние кожуха мало), результаты расчетов коэффициентов гидравлического сопротивления и средней теплоотдачи при стабилизированном ламинарном течении представлены на рис. 30 и 31. На рис. 30 приведены данные по сопротивлению для шахматного 1 и коридорного 2 расположения труб в зависимости от относительного шага их размещения $s/D_н$ (см. рис. 7,в), а на рис.31 – данные по теплоотдаче для шахматных пучков при $q_w = \mathrm{const}$ по периметру (1) и $T_w = \mathrm{const}$ (2). Как видно из рисунков, $Nu_{d_э}$ и ξ возрастают при увеличении $s/D_н$, если в качестве определяющего размера использовать эквивалентный диаметр. В тесных пучках наблюдается существенная разница в средних коэффициентах теплоотдачи при $q_w = \mathrm{const}$ и $T_w = \mathrm{const}$, причем в первом случае теплоотдача ниже.

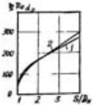

Рис. 30

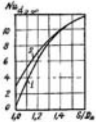

Рис. 31

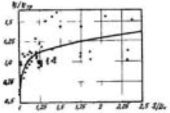

Рис. 32

При турбулентном режиме течения опытные данные по гидравлическому сопротивлению и теплоотдаче также расходятся с данными для труб при расчете по эквивалентному диаметру. На рис. 32 представлена зависимость отношения $\xi/\xi_{тр}$ для продольно омываемых шахматных пучков труб ($\xi_{тр}$ – коэффициент гидравлического сопротивления труб) от $S/D_н$. Точками показаны опытные данные различных авторов, а линией – зависимость, полученная П.А. Ушаковым в [4]:

$$\xi/\xi_{тр} = 0,57 + 0,18(S/D_н - 1) + 0,53\,[1 - \exp(-a)], \qquad (172)$$

где

$$a = \begin{cases} 0,58\{1-\exp[-70(S/D_н-1)]\} + 9,2(S/D_н-1) & при\ S/D_н<1,02;\\ 0,58 + 9,2(S/D_н-1) & при\ S/D_н>1,02.\end{cases}$$

Для коридорных пучков [4]

$$\xi/\xi_{тр} = 0,59 + 0,19(S/D_н-1) + 0,52\{1-\exp[-10(S/D_н-1)]\}. \qquad (173)$$

Зависимости (172) и (173) справедливы при $1 \le S/D_н \le 10$ и $2\cdot10^4 < Re < 5\cdot10^5$.

Переход к развитому турбулентному течению в пучках по Re задерживается тем дольше, чем больше $S/D_н$. Так, в пучке с $S/D_н = 1,16$ $Re_{кр2} \approx 1,3\cdot10^4$, при $S/D_н = 1,2$ $Re_{кр2} \approx 2\cdot10^4$, при $S/D_н = 1,5$ $Re_{кр2} \approx 3\cdot10^4$.

Для развитого турбулентного течения с шахматным расположением пучков труб при $S/D_н = 1,1...1,5$ справедлива зависимость [3]

$$Nu_m = (0,032\,S/D_н - 0,0144)Re_m^{0,8}\cdot Pr_m^{1/3}, \qquad (174)$$

изображенная на рис. 33 в виде сплошной линии. Точками обозначены опытные данные различных авторов. Напомним, что для трубы коэффициент в формуле (174) равен 0,023. За определяющую температуру в (174) принята T_m, равная полусумме температур теплоносителя и стенки. Надо заметить, что при $S/D_н > 1,5$ теплоотдача с увеличением $S/D_н$ растет медленнее, чем по (174), а при $S/D_н < 1,1$ она убывает быстрее, чем это следует из формулы (174).

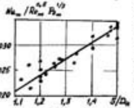

Рис. 33

Стабилизация теплоотдачи в продольно омываемых пучках в значительной степени зависит от формы входа. При турбулентном течении в продольном входе коэффициент теплоотдачи стабилизируется при $x/d_э = 20...25$. При поперечном входе длина участка тепловой стабилизации увеличивается до $l_т/d_э = 20...50$.

На рис. 34 показан характер изменения местного коэффициента теплоотдачи по периметру труб при их плотной шахматной упаковке. Угол θ отсчитывается от точки касания труб. На рисунке a – $Re = 2\cdot10^4$, $б$ – $Re = 5\cdot10^4$; 1 – 4 – $x/d_э = 15,5$; 45; 60; 74 соответственно. В исследованном диапазоне чисел Re происходит рост размеров и интенсивности турбулентных зон по длине канала при фиксированном Re и в каждом сечении – при увеличении Re. Динамическое равновесие потока при одновременном существовании турбулентных и нетурбулентных угловых зон обеспечивается системой шести вихрей (см. рис. 20,б). Такая гидродинамика и определяет распределение коэффициента теплоотдачи по периметру (см. рис. 34).

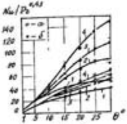

Рис. 34

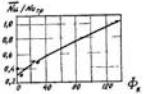

Рис. 35

На рис. 35 показана зависимость осредненного по периметру коэффициента теплоотдачи (определенного как частное от деления средней плотности теплового потока на средний температурный напор) для пучков плотной упаковки от параметра $Ф_к$. Как видно из рисунка, с увеличением $Ф_к$ отношение среднего по периметру $\overline{Nu}$ к $Nu_{тр}$ для трубы возрастает. С увеличением $Ф_к$ от 0 до 135 отношение $Nu/Nu_{тр}$ меняется от 0,3...0,4 до 1. Это объясняется ростом перетечек тепла по периметру и увеличением доли тепла, воспринимаемого потоком в широких частях канала, где течение турбулентное и коэффициент теплоотдачи максимальный (см. рис. 34).

Для кольцевых каналов (см. рис. 7,б) при ламинарном стабилизированном течении коэффициент сопротивления определяется зависимостью [3]

$$\xi Re_{d_э} = \frac{64\left(1-\dfrac{d_1}{d_2}\right)}{1+\left(\dfrac{d_1}{d_2}\right)^2 + \dfrac{1-(d_1/d_2)^2}{\ln(d_1/d_2)}}. \qquad (175)$$

При изменении d_1/d_2 от 0,001 до 1 коэффициент $\xi Re_{d_э}$ возрастает от 74,68 до 96. Для одностороннего обогрева на участке тепловой стабилизации [3]

$$Nu_{1н\infty} = 3,96 + 0,9\left(\frac{d_1}{d_2}\right)^{-0,85} \quad \text{при } d_1/d_2 \geq 0,2; \qquad (176)$$

$$Nu_{2н\infty} = 4,03 \exp\left(0,185\frac{d_1}{d_2}\right) \quad \text{при } d_1/d_2 \geq 0,15, \qquad (177)$$

где индекс "I" относится к внутренней стенке, индекс "2" – к наружной, а индекс "н" означает несимметричный (односторонний) нагрев.

При турбулентном течении в кольцевых каналах коэффициент гидравлического сопротивления [4]

$$\xi = \xi_{тр}\left[\frac{1 - d_1/d_2}{1 + [1 - (d_1/d_2)^2/\ln(d_1/d_2)^2]}\right]^{0,62}\left(1 + 0,04\frac{d_1}{d_2}\right), \qquad (178)$$

где $\xi_{тр}$ – коэффициент сопротивления для трубы, определяемый по (78).

Коэффициент ξ слабо зависит от d_1/d_2.

Теплопередача в кольцевых каналах в области тепловой и гидродинамической стабилизации обобщается Б.С. Петуховым и Л.И. Ройзеном в виде зависимостей:

для нагрева внутренней стенки

$$Nu_{1н\infty}/Nu_{тр} = [1 - \Psi(Pr)](d_2/d_1)^{n(Pr)}\zeta; \qquad (179)$$

для нагрева наружной стенки

$$Nu_{2н\infty}/Nu_{тр\infty} = 1 - \Psi(Pr)(d_1/d_2)^{0,6}, \qquad (180)$$

где $\Psi(Pr) = \dfrac{0,45}{2,4 + Pr}$; $n(Pr) = 0,16\,Pr^{-0,15}$, $\zeta = 1 + 7,5\left(\dfrac{d_2/d_1 - 5}{Re}\right)^{0,6}$ при $d_1/d_2 < 0,2$, $\zeta = 1$ при $d_1/d_2 \geq 0,2$.

Уравнение (179) справедливо при $0,09 \leq d_1/d_2 \leq 1$, уравнение (180) – при $0 \leq d_1/d_2 \leq 1$, а оба уравнения – при $10^4 \leq Re \leq 10^6$ и $0,7 \leq Pr \leq 100$. Предельное значение числа Нуссельта для трубы определяется по (114). Отношения $Nu_{1н\infty}/Nu_{тр\infty}$ и $Nu_{2н\infty}/Nu_{тр\infty}$ уменьшаются с ростом d_1/d_2 и при $d_1/d_2 \to 1$ стремятся к 0,86.

Для плоских каналов (см. рис. 7,а) при $6 \cdot 10^3 < Re < 5 \cdot 10^4$ коэффициент сопротивления описывается формулой (78) в случае b/h = = 1...169. Для односторонне обогреваемых плоских каналов при турбулентном течении теплообмен можно рассчитывать по формулам (179) и (180), если принять в них $d_1/d_2 = 1$.

При двустороннем обогреве в плоском канале теплоотдача выше, чем при одностороннем, что объясняется различием температурных профилей. При асимметричном нагреве тепловое сопротивление турбулентного ядра вдвое больше, чем при симметричном, и коэффициент теплоотдачи меньше. С ростом Re и Pr температурное поле становится более заполненным, влияние теплового сопротивления турбулентного ядра уменьшается, и поэтому асимметричность нагрева меньше сказывается на коэффициенте теплоотдачи.

II. ТЕПЛООБМЕН ПРИ СОВМЕСТНОМ ВЛИЯНИИ СВОБОДНОЙ И ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ В ТРУБАХ

Если плотность жидкости по сечению канала неоднородна, то на основное течение, обусловленное перепадом давлений, накладывается свободно-конвективное движение, возникающее под действием архимедовых сил. Если архимедовы силы, силы вязкости и силы инерции, действующие в потоке, соизмеримы, то такое течение называется вязкостно-инерционно-гравитационным. При ламинарном течении силы инерции малы по сравнению с архимедовыми силами и силами вязкости. В этом случае течение называется вязкостно-гравитационным, а влияние свободной конвекции на теплообмен определяется числом Релея Ra и углом между направлением вектора скорости на входе в канал и направлением вектора силы тяжести.

Рассмотрим три наиболее характерных случая взаимодействия вынужденной и свободной конвекции.

<u>Первый случай</u>: течение в вертикальной трубе снизу вверх при нагревании жидкости и сверху вниз – при охлаждении. При нагревании жидкости плотность вблизи стенки меньше, чем в ядре потока. Поэтому частицы жидкости вблизи стенки под действием архимедовых сил имеют скорость свободного движения, направленную вверх, а частицы в ядре потока – скорость, направленную вниз. Если при этом скорость вынужденного движения направлена вверх, то в результате взаимодействия свободной и вынужденной конвекции скорость вблизи стенки возрастает, а в ядре потока уменьшается по сравнению со скоростью в тех же точках при изотермическом течении. Такая картина течения изображена на рис. 36,а, где показаны профили скоростей при различных Gr/Re. При Gr/Re = 0 профиль скорости параболический (изотермическое течение). С увеличением Gr/Re скорость в ядре потока уменьшается, а вблизи стенки возрастает. Вследствие этого профиль скорости вначале становится более заполненным, потом на оси трубы возникает минимум, а между осью и стенкой – максимум скорости. Точка максимума с увеличением Gr/Re приближается к стенке. При Gr/Re = 480 скорость на оси становится равной нулю. При дальнейшем увели-

чения Gr/Re вблизи оси должно возникнуть течение, направленное в сторону, противоположную пристенной области. Такой же характер течения наблюдается при охлаждении жидкости, движущейся сверху вниз.

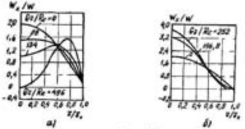

Рис. 36

Второй случай: течение в вертикальной трубе сверху вниз при нагревании жидкости и снизу вверх – при охлаждении. При этом скорости свободного и вынужденного течений у стенки направлены в противоположные стороны, а в ядре потока – в одну и ту же сторону. Поэтому в результате взаимодействия вынужденной и свободной конвекции скорость вблизи стенки уменьшается, а в ядре потока увеличивается по сравнению с изотермическим течением, что видно из рис.36,б, где показаны профили скоростей для этого случая. С ростом Gr/Re появляется точка перегиба, градиент скорости у стенки уменьшается и при Gr/Re = 200 становится равным нулю. Дальнейшее увеличение Gr/Re приводит к возникновению у стенки течения, противоположного по направлению течению в ядре.

Вязкостно-гравитационное течение с таким профилем неустойчиво. С ростом Ra в пристенной области возникают вихри, а затем течение становится турбулентным.

Третий случай: течение в горизонтальной трубе при нагревании или охлаждении. Здесь под действием свободной конвекции частицы жидкости движутся в плоскости, перпендикулярной к оси трубы, а под действием вынужденной конвекции эти же частицы одновременно перемещаются вдоль оси трубы. При нагревании у стенки возникают восходящие токи жидкости, а в середине трубы – нисходящие. При охлаждении жидкости движение носит обратный характер. Суммарное движение жидкости схематически можно представить как движение, происходящее по двум винтовым линиям с противоположным направлением вращения. При нагревании жидкости максимум скорости сдвигается вниз, теплоотдача не-

равномерна по окружности: внизу она больше, чем вверху. Неравномерность теплоотдачи увеличивается с ростом приведенной длины $X_2 = \frac{1}{Pe}\frac{x}{d}$.

Характер теплоотдачи для трех рассмотренных случаев показан на рис. 37 в виде зависимости $\overline{Nu}_m$ от $Pe_m \frac{d}{\ell}$. В первом случае (кривая 1) свободная конвекция затягивает ламинарное течение, и теплоотдача слабо возрастает с увеличением $\frac{1}{Pe_m}\cdot\frac{d}{\ell}$, а затем при достижении $Re_{кр}$, которое увеличивается с ростом Gr Pr, возникает турбулентное течение, и теплоотдача резко возрастает до значений, соответствующих турбулентному течению. Во втором случае (кривая 2) в потоке возникает столь интенсивное перемешивание, что уже при $Re_f > 250$ течение и теплоотдача подчиняются закономерностям, свойственным турбулентному течению. Аналогичная ситуация наблюдается и в третьем случае (кривая 3).

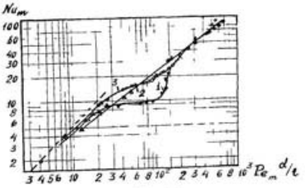

Рис. 37

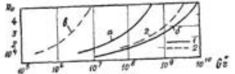

Рис. 38

При неоднородном распределении плотности в потоке жидкости не только при ламинарном, но и при турбулентном движении могут быть режимы течения с существенным влиянием архимедовых сил (вязкостно-инерционно-гравитационный режим течения). При одном и том же значении Gr влияние архимедовых сил сказывается тем сильнее, чем меньше Re. На рис. 38 показаны (по данным А.Ф. Полякова) границы начала влияния архимедовых сил на теплоотдачу в вертикальной обогреваемой трубе I при подъемном движении и в горизонтальной трубе 2. На рисунке а – $Pr = 0{,}7$; б – $Pr = 5$; в – $Pr \to 0$; г – $Pr = 3$. Кривые соответствуют значениям Gr^*, при которых изменение числа Nu превышает 1% от его значения при турбулентном течении.

I2. ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛАХ

К современным теплообменным аппаратам предъявляются повышенные требования по компактности, габаритам и массе. При заданных значениях тепловой мощности, расходов теплоносителей и гидравлических сопротивлений уменьшить габариты и массу аппаратов можно либо за счет увеличения коэффициентов теплопередачи, либо за счет более плотной компоновки (уменьшения диаметра труб, расстояния между ними). Уменьшение диаметра труб и расстояния между ними ограничивается технологическими требованиями, поэтому возможности этого пути практически исчерпаны. Остается только путь уменьшения габаритных размеров и массы аппаратов за счет интенсификации теплообмена.

Известно много методов интенсификации теплообмена. Среди них особое место занимает закрутка потока в трубах с помощью различного рода винтовых вставок (закрученные ленты, шнеки) по всей длине трубы или на ее части, тангенциального подвода теплоносителя в трубу, лопаточных завихрителей, расположенных на входе или периодически. Кроме того, с целью интенсификации используются также криволинейные каналы (змеевиковые и спиральные). В ряде случаев для интенсификации теплообмена можно применять наложение на вынужденное течение колебаний расхода. При наличии в канале акустического резонанса теплоотдача существенно увеличивается в зоне пучности скорости стоячей волны. При этом заметно возрастает и средняя теплоотдача.

Однако наиболее реальным, доступным и высокоэффективным путем интенсификации теплообмена является искусственная турбулизация потока [I4]. При умеренном росте гидравлического сопротивления она значительно увеличивает коэффициент теплоотдачи. Рассматриваемый ниже метод интенсификации теплообмена основан на детальном изучении структуры турбулентного течения в каналах.

На рис. II показано распределение вдоль радиуса трубы безразмерных температур θ, скорости $w_x(y)/w_{x0}$, плотности теплового потока $q(y)/q_w$, массовой скорости $\rho w_x/(\rho w)_0$ и коэффициента турбу-

лентного переноса импульса $\mu_т/\mu$ при течении в трубе газа с $Re_w = 4{,}3 \cdot 10^4$, $Pr = 0{,}7$ (I – нагревание воздуха при $T_w = 1000$ К, $T_f = 154$ К; 2 – охлаждение воздуха при $T_w = 300$ К, $T_f = 902$ К; 3 – изотермическое течение).

Так как

$$q = (\lambda + \lambda_т)\frac{\partial T}{\partial r}, \qquad (181)$$

а коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \frac{q_w}{T_w - T_f}, \qquad (182)$$

где среднемассовая температура потока

$$T_f = \frac{\int_0^{r_0} \rho c_p T w r\,dr}{\int_0^{r_0} \rho c_p w r\,dr}, \qquad (183)$$

то нетрудно заключить, что наибольшее влияние на α окажет увеличение $\lambda_т$ в непосредственной близости от стенки. В пристенном слое толщиной $(0{,}05\ldots0{,}1)r_0$ среднее значение коэффициента турбулентной теплопроводности $\lambda_т$ не превышает 10% от максимального при данном числе Рейнольдса, а тепловой поток близок к максимальному. Поэтому в пристенном слое толщиной $(0{,}05\ldots0{,}1)r_0$ или высотой $y^+ = \frac{y}{\nu}\sqrt{\tau_w/\rho} \approx 60\ldots160$ (y – расстояние от стенки; ν – коэффициент кинематической вязкости; τ_w – касательное напряжение на стенке) расходуется 60...70% располагаемого температурного напора. Чем больше число Прандтля, тем на более узкий пристенный слой целесообразно воздействовать. Следовательно, наибольшей интенсификации теплоотдачи можно добиться, увеличивая $\lambda_т$ именно в таких пристенных слоях. В то же время ясно, что дополнительная турбулизация ядра потока (где $\lambda_т$ велико, а $q \ll q_w$) мало увеличит теплоотдачу, хотя и приведет к большему росту гидравлических потерь.

Эффективным методом интенсификации теплоотдачи является создание в пристенной области отрывных зон. Наилучшие результаты получаются при дискретной турбулизации потока на стенках каналов, причем источниками турбулентных вихрей должны служить плавно очерченные выступы или канавки с высотой $y^+ = 50\ldots150$. Их рекомендуется располагать слишком часто ($t/h < 5\ldots10$, где t – шаг, а h – высота турбулизатора), так как возникающие при этом за турбулизатором пульсации не успеют заметно затухнуть на пути к следующему турбулизатору и будут диффундировать в ядро, увеличивая тем самым интенсивность пульсаций. Подобное явление имеет место в шероховатых трубах и ведет к значительному росту гидравлических потерь при небольшом повышении теплоотдачи.

Если же увеличить расстояние между турбулизаторами, то дополнительно возникшие в зоне вихри и генерируемые при их периодическом разрушении турбулентные пульсации переносятся основным потоком близко к стенке, повышая $\lambda_т$ только около нее, а значит, интенсификация теплоотдачи будет достигнута ценой минимальных гидравлических потерь. При слишком большом ($t/h > 50...100$) расстоянии между турбулизаторами дополнительная турбулентность успевает заметно затухнуть на некотором расстоянии от турбулизатора, и остальной участок канала до следующего турбулизатора по структуре потока будет мало отличаться от гладкого канала.

Максимальное увеличение теплоотдачи $Nu/Nu_{гл}$ и гидравлического сопротивления $\xi/\xi_{гл}$ достигается при $t/h = 10$, причем максимум $Nu/Nu_{гл}$ не зависит от формы турбулизатора, а максимум $\xi/\xi_{гл}$ сильно зависит (он минимален при плавной форме турбулизатора).

Проведенный анализ позволил выбрать рациональный метод интенсификации теплообмена в каналах любого поперечного сечения и разработать способы его реализации. Для трубчатых теплообменных аппаратов в работе [14] предложен следующий метод интенсификации теплообмена. На наружной поверхности теплообменных труб накаткой наносят периодически расположенные кольцевые канавки (рис. 39). При этом на внутренней поверхности труб образуются кольцевые диафрагмы с плавной конфигурацией. Диафрагмы и кольцевые канавки турбулизируют поток в пристенном слое и обеспечивают интенсификацию теплообмена как снаружи, так и внутри труб. При этом не увеличивается наружный диаметр труб, что позволяет использовать их в тесных пучках и не менять существующей технологии сборки трубчатых теплообменных аппаратов. Данные поверхности теплообмена применяются в трубчатых аппаратах, работающих на газах и жидкостях, а также при кипении и конденсации теплоносителей.

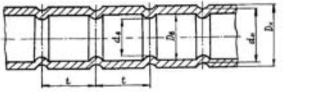

Рис. 39

Увеличение коэффициентов теплоотдачи и гидравлического сопротивления в трубах с кольцевыми диафрагмами по сравнению с гладкими

удобно учитывать отношениями $Nu/Nu_{гл}$ и $\xi/\xi_{гл}$ при одинаковых числах Re (индекс "гл" относится к гладкой трубе). При определении коэффициентов теплоотдачи в трубах с кольцевыми диафрагмами и в пучках труб с кольцевыми канавками увеличение поверхности теплообмена не учитывалось, т.е. плотность теплового потока рассчитывалась по поверхности гладкой трубы. При определении Re и коэффициента гидравлического сопротивления ξ скорость потока рассчитывалась по проходному сечению гладких каналов.

Были найдены оптимальные параметры турбулизаторов. Установлено, что отрывные зоны как источники вихревых структур формируют неустойчивость вязкостных течений, расширяя тем самым переходную область ($Re = 2000...5000$), в которой достигаются наиболее эффективные соотношения между ростом коэффициентов теплоотдачи и гидравлического сопротивления ($Nu/Nu_{гл} = 2,83$ при $\xi/\xi_{гл} = 2,85$). На основе выявленного механизма взаимодействия искусственных турбулизаторов с потоком в области перехода и слаборазвитой турбулентности установлено, что рациональная интенсификация достигается в этих условиях при достаточно больших высотах диафрагм ($d_в/D_в = 0,92$) и оптимальном шаге $t/D_в = 1$ (см. рис. 39).

В области развитого турбулентного течения наиболее эффективные результаты получаются при невысоких диафрагмах ($d_в/D_в = 0,94$) и небольшом шаге ($t/D_в = 0,25...0,5$). На рис. 40 показано изменение $Nu/Nu_{гл}$ и $\xi/\xi_{гл}$ в зависимости от $d_в/D_в$ и $t/D_в$ при $Re = 4 \cdot 10^5$. С увеличением высоты диафрагм (с уменьшением $d_в/D_в$) отношение $Nu/Nu_{гл}$ вначале резко возрастает, а затем стабилизируется. Гидравлическое сопротивление с увеличением высоты диафрагм возрастает вначале плавно, а затем резко. В области малых высот диафрагм ($d_в/D_в = 0,96...0,993$) имеется диапазон изменения $d_в/D_в$ и $t/D_в$, в котором рост теплоотдачи равен или опережает рост гидравлического сопротивления, т.е. $Nu/Nu_{гл} > \xi/\xi_{гл}$. Соотношения $Nu/Nu_{гл} = \xi/\xi_{гл}$ при $t/D_в = 0,25$ увеличиваются с ростом Re, достигая значения ~ 2 при $Re = 4 \cdot 10^5$.

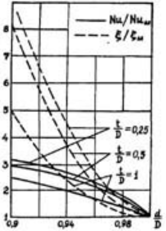

Рис. 40

Теоретический анализ структуры турбулентных течений в каналах и отрывной зоне как источника увеличения турбулентности в потоке, а также экспериментальные исследования турбулентности в каналах различного поперечного сечения позволили обнаружить признанную в качестве научного открытия неизвестную ранее закономерность изменения теплоотдачи на стенках каналов с дискретной турбулизацией потока при вынужденной конвекции, заключающуюся в том, что в определенном диапазоне соответствующих размеров и расположений турбулизаторов рост теплоотдачи больше роста гидравлического сопротивления по сравнению с аналогичным гладким каналом [16]. Использование практически реализуемого соотношения $Nu/Nu_{гл} < \xi/\xi_{гл}$ позволяет при заданных значениях тепловой мощности и гидравлического сопротивления теплообменника уменьшить не только объем аппарата, но и площадь его поперечного сечения.

Применение данного метода интенсификации позволяет уменьшить объем теплообменного аппарата примерно в два раза при неизменных значениях тепловой мощности и мощности на прокачку теплоносителя.

Значительный эффект наблюдается в переходной области. При этом объем теплообменного аппарата может быть уменьшен в 2,5 раза.

Область с $Nu/Nu_{гл} > \xi/\xi_{гл}$ имеет место и при продольном обтекании пучков труб с кольцевыми канавками, вплоть до $Nu/Nu_{гл} = 1{,}4\ldots1{,}5$ при относительном шаге размещения труб в пучке $S/D_н = 1{,}2$. При этом объем аппарата может быть снижен на одну треть. Накатка труб с различными соотношениями между глубиной канавок снаружи и высотой диафрагм внутри труб позволяет получить оптимальную интенсификацию теплоотдачи по обеим поверхностям теплообмена при различных шагах размещения труб в пучке ($S/D_н = 1{,}05\ldots1{,}5$).

Приведем некоторые расчетные рекомендации.

1. Опытные данные по средней теплоотдаче при нагревании и охлаждении газов обобщаются следующими зависимостями:

при $d_в/D_в = 0{,}88\ldots0{,}98$, $t/D_в = 0{,}25\ldots0{,}8$

$$\frac{Nu}{Nu_{гл}} = \left[1 + \frac{\lg Re_ж - 4{,}6}{35}\right]\left\{3 - 2\exp\left[\frac{-18{,}2(1-d_в/D_в)^{1{,}13}}{(t/D_в)^{0{,}326}}\right]\right\}; \quad (184)$$

при $d_в/D_в = 0{,}88\ldots0{,}98$, $t/D_в = 0{,}8\ldots2{,}5$

$$\frac{Nu}{Nu_{гл}} = \left[1 + \frac{\lg Re_ж - 4{,}6}{30}\right]\left[\left(3{,}33\frac{t}{D_в} - 16{,}33\right)\frac{d_в}{D_в} + \left(17{,}33 - 3{,}33\frac{t}{D_в}\right)\right]; \quad (185)$$

при $d_в/D_в = 0{,}90\ldots0{,}97$, $t/D_в = 0{,}5\ldots10$

$$\frac{Nu}{Nu_{гл}} = \left(1 + \frac{\lg Re_{ст} - 4{,}6}{7{,}45}\right)\left(\frac{1{,}14 - 0{,}28\sqrt{1 - d_в/D_в}}{1{,}14}\right)\exp\left[\frac{9(1-d_в/D_в)}{(t/D_в)^{0{,}58}}\right]. \quad (186)$$

В (184) и (185) $Re_ж$ определяется по среднемассовой температуре потока, а $Re_{ст}$ в (186) – по средней температуре стенки.

В (184) – (186) $Nu_{гл}$ находится по следующим формулам:

при нагревании газов

$$Nu_{гл} = 0{,}0207\, Re^{0{,}8} Pr^{0{,}43}, \quad (187)$$

где определяющей является средняя по длине трубы температура стенки;

при охлаждении газов

$$Nu_{гл} = 0{,}0192\, Re^{0{,}8} Pr^{0{,}43}, \quad (188)$$

где определяющей является средняя по длине трубы температура стенки, или

$$Nu_{гл} = 0{,}018\, Re^{0{,}8}, \quad (189)$$

где определяющей является среднемассовая по длине трубы температура газов.

Формулы (184) – (186) справедливы при $Re = 10^4\ldots4\cdot10^5$.

2. Средняя теплоотдача для капельных жидкостей при $t/D_в = 0{,}5$ и $d_в/D_в \geq 0{,}94$ ($Re > Re^*$) составляет

$$\frac{Nu}{Nu_{гл}} = \left[100\left(1 - \frac{d_в}{D_в}\right)\right]^{0{,}445}, \quad (190)$$

где

$$Nu_{гл} = 0{,}0216\, Re^{0{,}8} Pr^{0{,}445}. \quad (191)$$

Здесь определяющей является среднемассовая температура жидкости по длине трубы.

Значение Re^*, при котором рост $Nu/Nu_{гл}$ с увеличением Re прекращается, находится по формуле

$$Re^* = \frac{3150}{\left(1 - \frac{d_в}{D_в}\right)^{1{,}14} Pr^{0{,}57}}. \quad (192)$$

3. Опытные данные по коэффициентам гидравлического сопротивления обобщаются с точностью ± 12% при $Re = 10^4\ldots4\cdot10^5$ следующими зависимостями:

при $d_в/D_в = 0{,}90\ldots0{,}97$, $t/D_в = 0{,}5\ldots10$

$$\frac{\xi}{\xi_{гл}} = \left[1 + \frac{100(\lg Re - 4{,}6)(1-d_в/D_в)^{1{,}65}}{\exp(t/D_в)^{0{,}3}}\right]\exp\left[\frac{25(1-d_в/D_в)^{1{,}32}}{(t/D_в)^{0{,}75}}\right]; \quad (193)$$

при $d_д/D_д = 0{,}88...0{,}98$, $t/D_д = 0{,}5$

$$\frac{\xi}{\xi_{гл}} = \left[1+\frac{\lg \mathrm{Re}-4{,}6}{3{,}4\frac{\mathrm{Re}}{10^3}+6}\right]\left(1{,}3-\sqrt{\frac{d_д}{D_д}-0{,}93}\right)\exp\left[20{,}9\left(1-\frac{d_д}{D_д}\right)^{1{,}05}\right]; \qquad (194)$$

при $d_д/D_д = 0{,}90...0{,}98$, $t/D_д = 0{,}25$

$$\frac{\xi}{\xi_{гл}} = \left[1+\frac{\lg \mathrm{Re}-4{,}6}{6\left(\frac{\mathrm{Re}}{10^3}\right)^{0{,}25}}\right]\left(5\frac{d_д}{D_д}-2\right)\left(2{,}5-1{,}5\frac{d_д}{D_д}\right)\exp\left[17\left(1-\frac{d_д}{D_д}\right)^{0{,}858}\right]. \qquad (195)$$

В (193) $\xi_{гл}$ определяется по формуле

$$\xi_{гл} = \frac{0{,}316}{\mathrm{Re}^{0{,}254}}(\mu_ж/\mu_w)^n, \qquad (196)$$

где $n = 0{,}14$ при нагревании газов; $n = 0$ при охлаждении газов; $n = 1/3$ при нагревании жидкостей.

В (194) и (195) $\xi_{гл}$ определяется по формуле

$$\xi_{гл} = 0{,}185\,\mathrm{Re}^{-0{,}2}, \qquad (197)$$

полученной в условиях изотермического течения и охлаждения газов.

4. Влияние неизотермичности потока на коэффициент гидравлического сопротивления в трубах с турбулизаторами иное, чем в гладких трубах. Для накатанных труб зависимость показателя степени при $\mu_w/\mu_ж$ от высоты диафрагм при $t/D_д = 0{,}5$ можно представить соотношением

$$n/n_o = (d_д/D_д)^{26{,}4}, \qquad (198)$$

где $n_o = 1/3$ – показатель степени для гладкой трубы.

С уменьшением шага накатки влияние неизотермичности снижается, и закон сопротивления приближается к автомодельному. При $d_д/D_д = 0{,}94$ зависимость n от $t/D_д$ будет

$$n/n_o = 10^{-\frac{0{,}368}{t/D_д}(1{,}217-\lg t/D_д)}. \qquad (199)$$

5. В общем случае коэффициент гидравлического сопротивления при неизотермическом турбулентном течении жидкостей в трубах с искусственными турбулизаторами можно представить следующим образом:

$$\xi = \xi_o(\mu_w/\mu_ж)^n \qquad (200)$$

или

$$\xi/\xi_{гл} = \xi_o/\xi_{o\,гл} = (\mu_w/\mu_ж)^{n_o(n/n_o-1)}, \qquad (201)$$

где $\xi/\xi_{o\,гл} = f_1(d_д/D_д, t/D_д, \mathrm{Re})$ согласно (193) – (195), а $n/n_o = f_2(d_д/D_д, t/D_д)$ определяется как произведение (198) на (199).

Отношения $Nu/Nu_{гл}$ и $\xi/\xi_{гл}$ в зависимости от Re и d/D, полученные при течении воздуха в трубах

d/D	$\mathrm{Re}=10^4$		$\mathrm{Re}=2\cdot10^4$		$\mathrm{Re}=4\cdot10^4$		$\mathrm{Re}=10^5$		$\mathrm{Re}=2\cdot10^5$		$\mathrm{Re}=4\cdot10^5$	
	$Nu/Nu_{гл}$	$\xi/\xi_{гл}$	$Nu/Nu_{гл}$	$\xi/\xi_{гл}$	$Nu/Nu_{гл}$	$\xi/\xi_{гл}$	$Nu/Nu_{гл}$	$\xi/\xi_{гл}$	$Nu/Nu_{гл}$	$\xi/\xi_{гл}$	$Nu/Nu_{гл}$	$\xi/\xi_{гл}$
						$t/D=0{,}25$						
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0,99	1,28	1,45	1,30	1,33	1,32	1,32	1,35	1,20	1,37	1,20	1,38	1,17
0,98	1,55	1,88	1,55	1,72	1,60	1,72	1,62	1,62	1,70	1,63	1,75	1,50
0,97	1,80	2,35	1,83	2,20	1,85	2,20	1,88	2,15	1,93	2,08	2,05	2,05
0,96	1,98	2,84	2,03	2,76	2,08	2,74	2,10	2,68	2,15	2,74	2,25	2,70
0,95	2,14	3,28	2,20	3,30	2,28	3,35	2,28	3,32	2,37	3,47	2,45	3,50
0,94	2,31	3,80	2,35	3,85	2,43	4,10	2,43	4,15	2,56	4,20	2,63	4,45
0,93	2,43	4,20	2,50	4,36	2,38	4,85	2,58	5,20	2,68	5,15	2,79	5,45
0,92	2,54	4,70	2,64	5,00	2,68	5,66	2,70	6,24	2,78	6,18	2,92	6,61
0,91	2,60	5,20	2,75	5,63	2,77	6,40	2,78	7,35	2,84	7,40	3,00	7,80
0,90	2,65	5,80	2,80	6,33	2,80	7,16	2,82	8,22	2,88	8,80	3,08	9,08
0,89	2,65	6,32	2,85	7,10	2,80	8,10	2,82	9,20	2,92	10,33	3,12	10,50
0,88	—	—	2,87	—	2,80	—	2,82	—	2,96	—	3,16	—
						$t/D=0{,}5$						
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0,99	1,23	1,34	1,28	1,12	1,22	1,16	1,23	1,20	1,28	1,20	1,32	1,08
0,98	1,50	1,68	1,52	1,40	1,43	1,40	1,48	1,48	1,55	1,45	1,61	1,37
0,97	1,70	2,04	1,75	1,70	1,65	1,80	1,71	1,84	1,80	1,88	1,88	1,73
0,96	1,88	2,40	1,92	2,10	1,86	2,30	1,92	2,36	2,04	2,50	2,10	2,25
0,95	2,05	2,90	2,08	2,90	2,06	3,04	2,12	3,05	2,21	3,22	2,28	2,97
0,94	2,20	3,43	2,26	3,60	2,24	3,80	2,22	3,90	2,38	4,08	2,45	3,81
0,93	2,32	4,00	2,40	4,50	2,38	4,60	2,37	5,00	2,50	4,92	2,61	4,80
0,92	2,40	4,70	2,54	5,30	2,50	5,43	2,49	6,16	2,61	5,90	2,74	5,78
0,90	2,54	6,30	2,69	7,20	2,68	7,28	2,67	8,56	2,77	8,13	2,92	8,30
0,89	2,58	7,30	2,70	8,20	2,70	8,50	2,70	9,90	2,81	9,63	2,98	9,80
0,88	2,58	8,50	2,72	9,23	2,70	10,1	2,70	11,50	2,85	10,50	3,00	11,60
						$t/D=1{,}0$						
1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1
0,99	1,13	1,05	1,13	1,07	1,15	1,08	1,15	1,11	1,16	1,07	1,12	1,08
0,98	1,27	1,10	1,25	1,13	1,30	1,16	1,34	1,27	1,40	1,28	1,28	1,20
0,97	1,41	1,13	1,40	1,20	1,45	1,27	1,54	1,43	1,55	1,53	1,43	1,40
0,96	1,57	1,25	1,55	1,30	1,61	1,50	1,70	1,72	1,70	1,85	1,60	1,63
0,95	1,69	1,40	1,65	1,46	1,73	1,82	1,85	2,02	1,82	2,20	1,75	1,95
0,94	1,81	1,80	1,82	1,72	1,86	2,30	1,97	2,39	1,96	2,61	1,90	2,40
0,93	1,93	2,44	1,95	2,08	1,98	2,94	2,05	2,85	2,08	3,07	2,08	2,90
0,92	2,06	3,05	2,09	2,80	2,13	3,50	2,21	3,45	2,20	3,52	2,21	3,40
0,91	2,17	3,72	2,21	3,76	2,23	4,30	2,32	4,38	2,32	4,04	2,35	4,13
0,90	2,27	4,32	2,38	4,80	2,35	5,50	2,41	5,60	2,40	4,76	2,47	4,08
0,89	2,38	5,62	2,48	5,90	2,45	6,90	2,52	6,80	2,50	5,80	2,57	6,20
0,88	2,48	7,00	2,60	7,30	2,58	8,25	2,60	8,31	2,60	7,20	2,66	7,45
0,87	2,54	10,00	2,70	9,93	2,66	10,00	2,67	10,00	2,68	9,30	2,74	9,00
0,86	2,62	—	2,81	—	2,73	—	2,72	—	2,73	—	2,80	—

6. В таблице приведены опытные данные, характеризующие $\xi/\xi_{гл}$ и $Nu/Nu_{гл}$, по которым можно рассчитать интенсификацию теплообмена при течении газов в каналах.

7. Теплоотдачу и гидравлическое сопротивление продольно омываемых пучков труб при $S/D_н$ = I,I0...I,5, $h/d_{э\infty}$ = 0...0,I, $t/d_{э\infty}$ = 0,25...2 можно определить по следующим формулам:

при $Re < Re_1$

$$Nu/Nu_{гл} = 1; \tag{202}$$

при $Re_1 < Re < Re_2$

$$\frac{Nu}{Nu_{гл}} = 1 + 0{,}6\,\frac{\lg Re - \lg Re_1}{\lg Re_2 - \lg Re_2}\left[1 - \exp\left(-35{,}8\,\frac{h}{d_{э\infty}}\right)\right]\left(1 - 0{,}35\,\frac{t}{d_{э\infty}}\right), \tag{203}$$

при $Re_2 < Re < 10^5$

$$\frac{Nu}{Nu_{гл}} = 1 + 0{,}6\left[1 - \exp\left(-35{,}8\,\frac{h}{d_{э\infty}}\right)\right]\left(1 - 0{,}35\,\frac{t}{d_{э\infty}}\right); \tag{204}$$

при $Re < 3{,}1\cdot10^3$

$$\xi/\xi_{гл} = 1, \tag{205}$$

при $Re = 3{,}1\cdot10^3 \ldots 2\cdot10^4$

$$\frac{\xi}{\xi_{гл}} = 1 + \left\{7{,}55\,\frac{h}{d_{э\infty}}(\lg Re - 3{,}5) - 0{,}035\sin\left[\left(1 - 22{,}44\,\frac{h}{d_{э\infty}}\right)\pi\right]\right\}\left(1{,}4 - 0{,}488\,\frac{t}{d_{э\infty}}\right); \tag{206}$$

при $Re = 2\cdot10^4 \ldots 10^5$

$$\frac{\xi}{\xi_{гл}} = 1 + \left\{3{,}21\,\frac{h}{d_{э\infty}}(\lg Re - 2{,}27) + 0{,}09(\lg Re - 4{,}3)\sin\left[\left(1 - 22{,}44\,\frac{h}{d_{э\infty}}\right)\pi\right]\right\}\left(1{,}4 - 0{,}488\,\frac{t}{d_{э\infty}}\right). \tag{207}$$

Из (202) – (204) видно, что при $Re < Re_1$ накатка не влияет на теплоотдачу, а при $Re > Re_2$ интенсификация не зависит от Re. Для определения Re_1 и Re_2 можно использовать следующие формулы:

$$Re_1 = \left(3{,}6 - 33{,}8\,\frac{h}{d_{э\infty}}\right)10^4; \tag{208}$$

$$Re_2 = \left(4{,}7 - 18{,}85\,\frac{h}{d_{э\infty}}\right)10^4. \tag{209}$$

В (202) – (209) h – глубина канавки; $d_{э\infty}$ – эквивалентный диаметр пучка при бесконечно большом числе труб; t – шаг размещения канавок.

Число $Nu_{гл}$ в (202) – (204) определяется по (I74). В (206) – (207) $\xi_{гл}$ находится по (I72) при этом $\xi_{тр}$ определяется по (78).

ЛИТЕРАТУРА

1. Основы теплопередачи в авиационной и ракетно-космической технике/ Под ред. В.К. Кошкина. - М.: Машиностроение, 1975. - 624 с.

2. Дрейцер Г.А. Конвективный теплообмен в каналах: Учебное пособие. - М.: МАИ, 1984. - 77 с.

3. Теплообмен в энергетических установках космических аппаратов/Б.М. Галицейский, Ю.И. Данилов, Г.А. Дрейцер, В.К. Кошкин. - М.: Машиностроение, 1975. - 272 с.

4. Гидродинамика и теплообмен в атомных энергетических установках: Основы расчета/ В.И. Субботин, М.Х. Ибрагимов, А.Н. Ушаков, В.П. Бобков, А.В. Жуков, Ю.С. Юрьев. - М.: Атомиздат, 1975. - 408 с.

5. Петухов Б.С., Генин Л.Г., Ковалев С.А. Теплообмен в ядерных энергетических установках. - М.: Энергоатомиздат, 1986. - 472 с.

6. Галин Н.М., Кириллов П.Л. Тепломассообмен (в ядерной энергетике). - М.: Энергоатомиздат, 1987. - 376 с.

7. Кошкин В.К., Калинин Э.К. Теплообменные аппараты и теплоносители: Теория и расчет. - М.: Машиностроение, 1970. - 199 с.

8. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. - М.: Наука, 1976. - 888 с.

9. Нестационарный теплообмен/ В.К. Кошкин, Э.К. Калинин, Г.А. Дрейцер, С.А. Ярхо. - М.: Машиностроение, 1973. - 328 с.

10. Дрейцер Г.А., Кузьминов В.А. Расчет разогрева и охлаждения трубопроводов. - М.: Машиностроение, 1977. - 128 с.

11. Методы расчета сопряженных задач теплообмена/ Э.К. Калинин, Г.А. Дрейцер, В.В. Костюк, И.И. Берлин. - М.: Машиностроение, 1983. - 232 с.

12. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. - М.: Энергоиздат, 1981. - 416 с.

13. Петухов Б.С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. - М.: Энергия, 1967. - 412 с.

14. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Ярхо С.А. Интенсификация теплообмена в каналах/ 2-е изд. - М.: Машиностроение, 1981. - 205 с.

15. Жукаускас А.А. Конвективный перенос в теплообменниках. - М.: Наука, 1982. - 472 с.

16. Научное открытие. Дип. № 242. Закономерность изменения теплоотдачи на стенках каналов с дискретной турбулизацией потока при вынужденной конвекции/ Э.К. Калинин, Г.А. Дрейцер, С.А. Ярхо, Г.И. Воронин, Е.В. Дубровский. - Опубл. 05.03.81, Бюл. № 35.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Тем. план 1989, поз. I29

Дрейцер Генрих Александрович

ОСНОВЫ КОНВЕКТИВНОГО ТЕПЛООБМЕНА В КАНАЛАХ

Редактор Р.М. Белозерова
Техн. редактор Н.Б. Карякина
Корректор А.А. Степанова
Л 26807. Подписано к печати 24.04.89
Бум. офсетная. Формат 60х84 I/I6. Печать офсетная
Печ. л. 4,88 ; уч.-изд. л. 5,00. Тираж I000
Зак. 4384 /24II. Цена I5 к.
Типография издательства МАИ
I25871, Москва, Волоколамское шоссе, 4